

FUNK UND TON



Monatsheft für Hochfrequenztechnik und Elektroakustik

AUS DEM INHALT

Dr.-Ing. J. SOMMER: Diagramme zur Berechnung
von Ausgangsübertragern

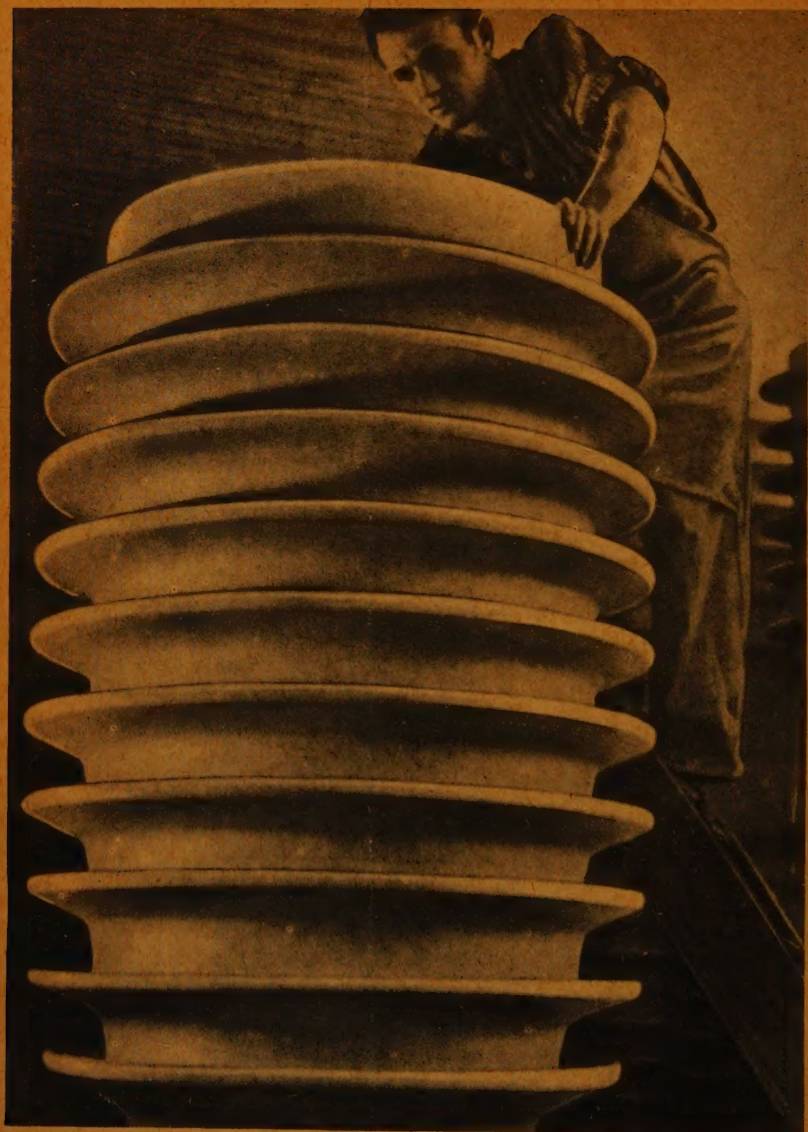
Dipl.-Ing. A. WEIS: HF-Magnetkerne aus Ferriten

Dipl.-Ing. A. LENNARTZ: Die Eigenschaften von
ZF-Verstärker-Netzwerken

Obering. K. MARTIN: Die Berechnung von Dämpfungsgliedern

NOVEMBER 1948 • HEFT 11 • PREIS 3 DM

VERLAG FÜR RADIO-FOTO-KINOTECHNIK GMBH, BERLIN



Aufnahme: E. Schwahn

Groß-Hochspannungsisolator der Hescho-Werke, Hermsdorf

Dr.-Ing. J. SOMMER

DK 621.314.21.012.017.2.029.4

Diagramme zur Berechnung von Ausgangsübertragern

(Mitteilung aus dem Laboratorium der Fa. Wandel und Goltermann, Reutlingen)

Zusammenfassung

Es werden Diagramme angegeben, die es ermöglichen, bei vorgegebenem Leistungsverlust im Übertrager und bei gegebener unterer Grenzfrequenz f_t des zu übertragenden Frequenzbandes die Übertragergröße eindeutig zu ermitteln. Neben der Größe des Blechkernes können sämtliche übrigen Daten, wie Luftspalt, Windungszahl und Drahtstärke, den Diagrammen entnommen werden. Dabei muß die zu verwendende Endröhre festliegen. Die Diagramme sind für die genormten E- und M-Schnitte aus Dynamoblech IV gültig. Sie können auch zur Berechnung von Siebdrosseln verwendet werden.

1. Einleitung

Der Ausgangsübertrager paßt den Lautsprecherwiderstand R_L an die Endröhre an. Der Außenwiderstand R_a , auf den die Endröhre am zweckmäßigsten arbeitet, ist für jede Endröhre angegeben. Abb. 1a zeigt die Schaltung einer Endstufe, Abb. 1b das Ersatzschaltbild von Röhre und Übertrager [1]. Der Lautsprecherwiderstand ist als phasenrein angenommen, was für die folgenden Überlegungen zulässig ist. Die Größe von R_L erhält man aus dem Gleichstromwiderstand der Schwingspule, zu dem man etwa 25% zuschlägt. Die Primärwicklung w_1 hat den Kupferwiderstand R_1 . Der auf die Primärseite übersetzte Kupferwiderstand der Sekundärwicklung w_2 ist $\bar{u}^2 \cdot R_2$. Für mittlere und tiefe Frequenzen ist der Widerstand der Streuinduktivität $\omega \sigma L_1$ gegenüber den übrigen Widerständen zu vernachlässigen. Da die Streuung klein ist ($\sigma = 1\%$), ist $\bar{u} = w_1/w_2$ und die Querinduktivität gleich der Induktivität L_1 . Für mittlere Frequenzen gilt: $\omega_m \cdot L_1 \gg \bar{u}^2 \cdot R_L$. Damit erhalten wir das Ersatzschaltbild Abb. 1c für die Bandmitte.

Verteilen wir den gesamten Wickelraum des Übertragers gleichmäßig auf w_1 und w_2 , dann ist mit genügender Genauigkeit $R_1 = \bar{u}^2 R_2$. Dies wird im folgenden stets vorausgesetzt.

2. Verluste im Übertrager

Wir wollen zunächst untersuchen, welcher Teil der von der Röhre abgegebenen Leistung \mathcal{N}_a im Übertrager verlorengeht.

Der Anodenstrom \mathcal{I}_a fließt über R_1 und R_2 dem Verbraucher $R_L^* = \bar{u}^2 \cdot R_L$ zu. (Abb. 1c). Die von der Röhre an den Widerstand $R_a = R_L^* + 2 R_1$ abgegebene Leistung sei \mathcal{N}_a , die Leistung, die dem Verbraucher zugeführt wird \mathcal{N}_L . Es ist dann der Wirkungsgrad des Übertragers:

$$\eta = \frac{\mathcal{N}_L}{\mathcal{N}_a} = \frac{R_L^*}{2 R_1 + R_L^*} \quad (1)$$

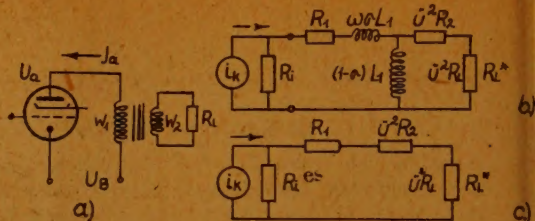


Abb. 1. Ersatzschaltbild einer Endstufe mit Ausgangsübertrager

Die im Übertrager verloren gehende Leistung ist:

$$\mathcal{N}_v = \mathcal{N}_a - \mathcal{N}_L \quad \delta = \frac{\mathcal{N}_v}{\mathcal{N}_a} = 1 - \frac{\mathcal{N}_L}{\mathcal{N}_a} \quad (2)$$

Aus Gl. (1) und Gl. (2) erhalten wir:

$$\delta = \frac{2 R_1}{2 R_1 + R_L^*} \quad (3)$$

Und mit $R_L^* = R_a - 2 R_1$ wird aus Gl. (3):

$$R_1 = \frac{1}{2} \delta \cdot R_a = \frac{1}{2} \frac{\mathcal{N}_v}{\mathcal{N}_a} \cdot R_a \quad (4)$$

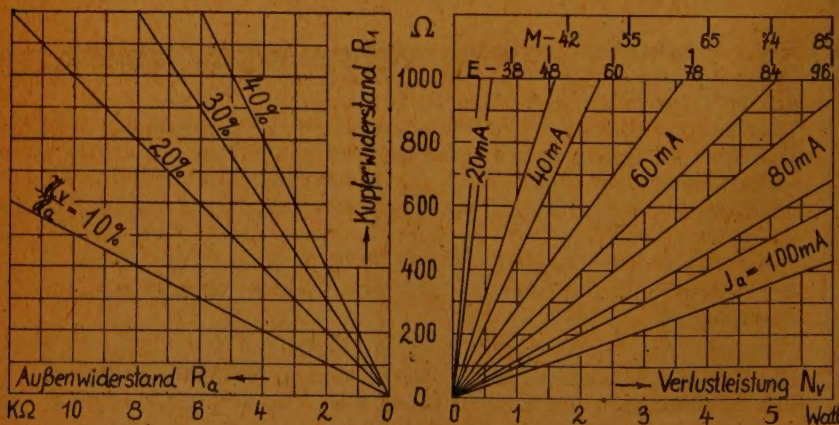


Abb. 2. Kupferwiderstand der Primärwicklung eines Übertragers und Verlustleistung im Kern bei gegebenem Anodengleichstrom. Für die verschiedenen Kerne ist diejenige Verlustleistung angegeben, bei der $t_u = 30^\circ \text{C}$ wird. — Links: Zusammenhang zwischen Außenwiderstand der Röhre, prozentualem Leistungsverlust im Übertrager und Kupferwiderstand der Primärwicklung

Damit haben wir einen in Abb. 2 links dargestellten Zusammenhang zwischen R_v/R_a und dem vorgeschriebenen Außenwiderstand der Röhre, sowie dem Kupferwiderstand der Primärwicklung des Übertragers. Das Übersetzungsverhältnis $\ddot{u} = w_1/w_2$ erhalten wir zu:

$$\ddot{u} = \sqrt{\frac{R_a - 2 R_1}{R_L}} \quad (5)$$

Beispiel: AL 4, $R_a = 7 \text{ k}\Omega$, $\delta = 20\%$: $R_1 = 700 \Omega$, $R_L = 4 \Omega$, $\ddot{u} = 37$.

3. Kupferwiderstand der Primärwicklung

Aus der Abb. 2 erhalten wir den Gleichstromwiderstand der Primärwicklung. Zwischen dem Wickelraum F_w , der mittleren Windungslänge des Drahtes l_m , dem spez. Widerstand ρ , der Windungszahl w und dem Drahtquerschnitt $q = \pi \cdot d^2/4$ besteht die Beziehung [2]:

$$R = \rho \frac{w \cdot l_m}{q} \cdot \frac{F_w}{F_w} \quad (6)$$

Zwischen Wickelraum F_w und der Windungszahl w besteht unter Berücksichtigung des Kupferfüllfaktors f_k der Zusammenhang:

$$F_w = q \cdot w \cdot \frac{1}{f_k} \quad (7)$$

$$\text{Mit Gl. (7) wird aus Gl. (8): } R = \frac{\rho}{f_k} \cdot \frac{l_m}{F_w} \cdot w^2 \quad (8)$$

Da der Füllfaktor für die in Frage kommenden Drahtstärken nur sehr wenig schwänkt, können wir einen Mittelwert annehmen. Mit $f_k = 0,57$ und $\rho = 1,7 \mu\Omega \text{ cm}$ erhalten wir den Kupferwiderstand zu:

$$R = 3 \cdot 10^{-6} \frac{l_m/\text{cm}}{F_w/\text{cm}^2} \cdot w^2 \Omega \quad (9)$$

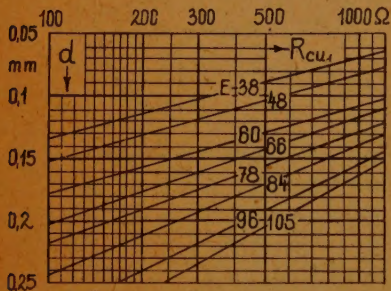
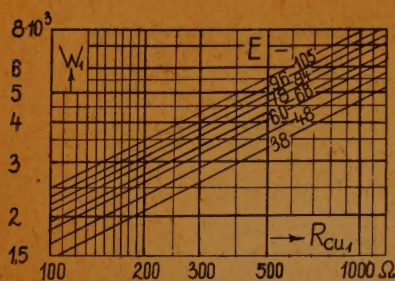
Verschaffen wir uns nun für die verschiedenen E- und M-Blechkerne die mittlere Windungslänge l_m und den Wickelraum F_w , so sind wir in der Lage, zu jedem aus Abb. 2 entnommenen Wert R_1 die dazugehörige Windungszahl w_1 und den Drahtdurchmesser d_1 für den entsprechenden Kern anzugeben. Für die nach DIN E 41302 festgelegten E-Schnitte ist dies sehr einfach, da die Kerne einander ähnlich sind. Abb. 5 zeigt die Abmessung eines E-Schnittes. Teilen wir die Langseite durch 6, so erhalten wir einen Wert, den wir das Grundmaß a des Kernes nennen wollen. (E — 60 Kern: $a = 10 \text{ mm} = 1 \text{ cm}$.) Alle übrigen Abmessungen sind Vielfache dieser Größe a .

Der Wickelraum F_w ist daher aus Abb. 5 sofort anzugeben. Für die Vollwicklung gilt:

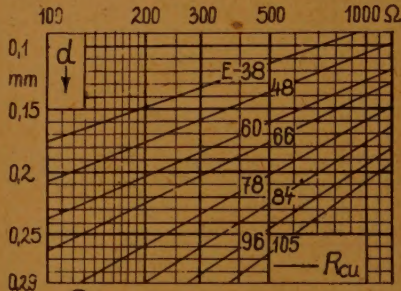
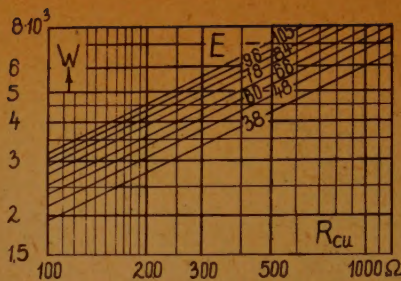
$$F_w = 3a \cdot a \cdot 0,7 = 2,1 a^2 \quad (10)$$

Der Faktor 0,7 berücksichtigt die Verkleinerung des Fensterquerschnittes durch den Spulenkörper. Beim Übertrager steht für die Primärwicklung nur der halbe Wickelraum zur Verfügung. Also:

$$F_{w1} = \frac{1}{2} F_w \approx a^2 \quad (11)$$



Ⓐ Übertrager (Unterwicklung)



Ⓑ Drossel (Vollwicklung)

Abb. 3. Diagramme zur Ermittlung von Windungszahl und Drahtdurchmesser aus dem Gleichstromwiderstand der Wicklung

Wir nehmen quadratische Schichtung der E-Kerne an. Dann ist die Schichthöhe $h = 2a$. Die mittlere Windungslänge ergibt sich damit aus Abb. 5 zu:

$$\begin{array}{lll} \text{Vollwicklung} & \text{Unterwicklung} & \text{Oberwicklung} \\ l_m = 12a & l_m = 10a & l_m = 14a \end{array} \quad (12)$$

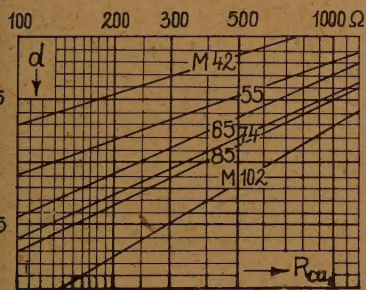
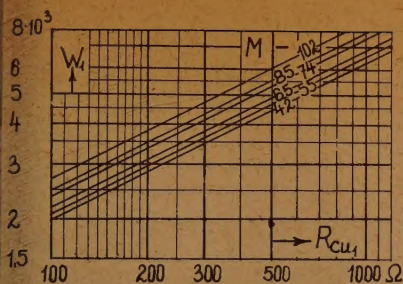
Mit Gl. (12) und Gl. (11) erhalten wir nun aus Gl. (9) die Windungszahl w_1 , die wir der Primärwicklung des Übertragers geben müssen, damit sie gerade den gewünschten Kupferwiderstand R_1 bekommt.

$$w_1 = \sqrt{\frac{R_1}{\Omega} \cdot \frac{a}{\text{cm}} \cdot \frac{1}{30} \cdot 10^{-3}} \quad (13)$$

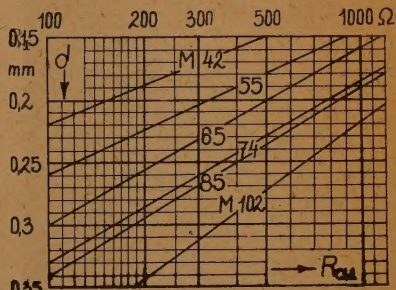
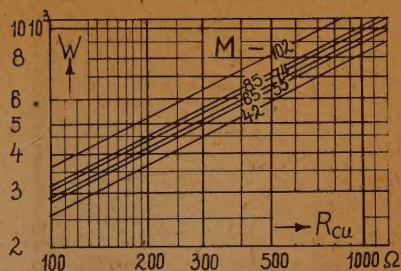
Sie hängt nur von dem verwendeten Kern und dem Widerstand R_1 ab. Aus Gl. (5) erhalten wir mit w_1 sofort w_2 .

In Abb. 3a ist für die E-Schnitte über R_1 die nach Gl. (13) ermittelte Windungszahl aufgetragen. Darunter der zu wählende Drahtdurchmesser für lackisolierte Kupferdrähte [3]. Die Abb. 3b zeigt die entsprechenden Kurven für Vollwicklung zur Berechnung von Siebdrosseln.

In Abb. 4 sind die entsprechenden Diagramme für M-Kerne dargestellt. Da die M-Schnitte untereinander nicht ähnlich sind, muß für jeden Kern die mittlere Windungslänge und der Wickelraum gesondert ermittelt werden. Es wurde für die M-Kerne rechteckiger Eisenquerschnitt angenommen, entsprechend den Vorschlägen der AEG [4]. Die Schichthöhe ist also größer als die Zungenbreite (Vergleiche Tabelle 2).

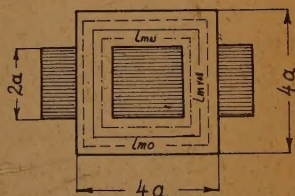
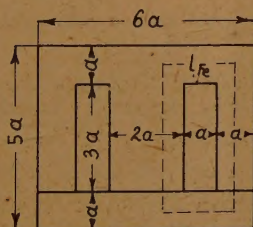


Ⓐ Übertrager (Unterwickel)



Ⓑ Drossel (Vollwickel)

Abb. 4. Wie Abb. 3 nur für M-Kerne



Rechts: Abb. 5. E-Schnitt nach DIN E 41 302

4. Erwärmung des Übertragers

Infolge des Leistungsverlustes N_v und durch den Anodenruhestrom J_a , der durch die Primärwicklung des Übertragers fließt, wird der Übertrager erwärmt. Wir wollen nun prüfen, welchen kleinsten Übertrager wir noch wählen dürfen, ohne daß dieser mehr als 30°C Übertemperatur annimmt.

Durch den Widerstand R_1 fließt der Effektivstrom:

$$I_{\text{eff}} = \sqrt{I_a^2 + I_a^2}$$

Die Verlustleistung in R_1 ist damit:

$$N_{v1} = I_{\text{eff}}^2 \cdot R_1 = I_a^2 R_1 + I_a^2 R_1 \quad (14)$$

Im Widerstand R_2 geht die Leistung

$$N_{v2} = I_a^2 \cdot R_2 = I_a^2 \cdot R_1 \quad (15)$$

verloren. Für die Kernerwärmung ist aber die Gesamtleistung maßgebend.

$$N_{vq} = I_a^2 \cdot 2 R_1 + I_a^2 R_1 \quad (16)$$

Mit den Abkürzungen $\delta = N_v/N_a$ und $k = N_a/N_a$ sowie $\frac{I_a \cdot R_1}{U_a} = \alpha$ wird:

$$N_v = \delta \cdot N_a = \frac{\delta \cdot k}{\alpha} I_a^2 \cdot R_1 \quad (17)$$

Mit Gl. (17) geht Gl. (16) über in:

$$N_{vg} = I_a^2 R_1 \left(1 + \frac{\delta k}{\alpha} \right) \quad (18)$$

Für sämtliche Endröhren gilt nun, wie man leicht nachprüfen kann, in recht guter Annäherung: $\delta/\alpha = 2$. Das Verhältnis von abgegebener Wechselstromleistung zu aufgenommenener Gleichstromleistung kann maximal $k = 0,4$ werden. Nehmen wir im Mittel $k = 0,2$ an, dann wird $N_{vg} = 1,4 \cdot I_a^2 \cdot R_1$. In Abb. 2 rechts ist für $k = 0$ und $k = 0,2$ der zulässige Widerstand R_1 über der Verlustleistung aufgetragen. Parameter ist der Anodenruhestrom I_a . Für die verschiedenen Kerne ist diejenige Verlustleistung angegeben, bei der der Übertrager etwa 40°C Übertemperatur annimmt. Man kann also leicht prüfen, welchen kleinsten Blechschnitt man noch wählen darf, ohne daß der Kern unzulässig hoch erwärmt wird. In der Regel bestimmen andere Gesichtspunkte die Wahl eines größeren Kernes, so daß die Verlustleistung nicht die Übertragergröße festlegt.

Beispiel: AL 4, $R_a = 7 \text{ k}\Omega$, $\delta = 20\%$, $R_1 = 700 \Omega$, $I_a = 36 \text{ mA}$. Kleinstes Blechschnitt für $t_0 = 30^\circ \text{C}$: E-48 oder M-42.

5. Untere Grenzfrequenz f_t

In Abb. 6 ist das Ersatzschaltbild des Übertragers für tiefe Frequenzen angegeben. R_1 und R_2 sind für die folgenden Betrachtungen zu vernachlässigen. Als untere Grenzfrequenz wollen wir wie üblich diejenige Frequenz festlegen, bei der $\omega_t \cdot L_1 = R_1 \parallel R_a = R_p$ wird. Bei vorgegebener Grenzfrequenz erhalten wir dann die notwendige Induktivität zu:

$$L_1 = \frac{R_p}{\omega_t} \quad (19)$$

Abb. 6 zeigt diesen Zusammenhang.

6. Die Induktivität L_1

Die Induktivität einer Blechkernspule mit einem Luftspalt im Kern erhalten wir aus der Formel [5]:

$$L = w^2 \cdot \mu^* \frac{F}{l_{Fe}} \quad (20)$$

F ist der Eisenquerschnitt, l_{Fe} die Kraftlinienlänge im Eisen und $\mu^* = \mu_{rel} \cdot \mu_0$ die Kernpermeabilität ($\mu_0 = 12,57 \cdot 10^{-9} \text{ H/cm}$).

Die Primärwicklung des Übertragers wird von dem Anodengleichstrom durchflossen. Es treten daher erhebliche Kernfeldstärken

$$H_G = \frac{w \cdot I_a}{l_{Fe}}$$

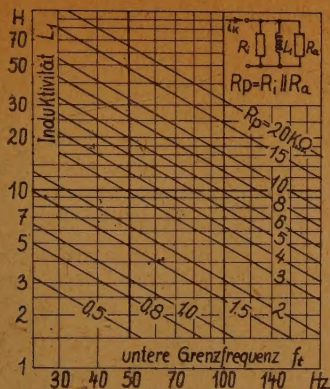
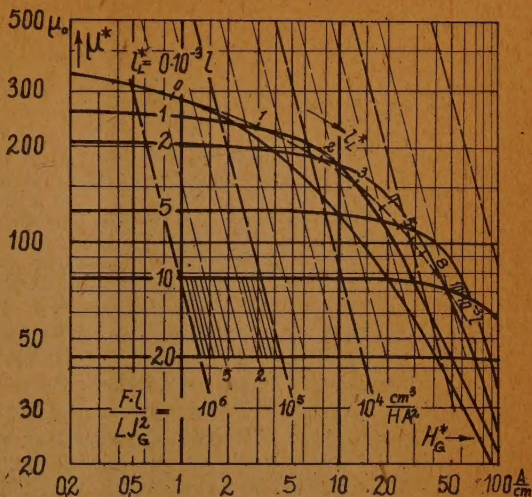


Abb. 6. Untere Grenzfrequenz eines Übertragers als Funktion der Primärinduktivität. Parameter: $R_p = R_i \parallel R_a$
Rechts: Abb. 7. Permeabilität von Kernen aus Dyn. Bl. IV in Abhängigkeit von der Vormagnetisierung. Parameter: Scheinbare Luftspaltbreite l_L^*



auf. Infolge dieser Gleichstrom-Vormagnetisierung des Kernes nimmt die Induktivität L_1 ab. Um dies zu verhindern, muß ein Luftspalt in den Eisenkern eingefügt werden. Abb. 7 zeigt den Einfluß der Gleichfeldstärke auf die Permeabilität.

In Abb. 7 sind nun diejenigen Punkte der μ^* -Kurven miteinander verbunden, für die die μ^* -Werte um 10% ihres Anfangswertes bei $H_G = 0$ abgefallen sind. Ebenso kann man die Punkte miteinander verbinden, bei denen die Permeabilität, auf 20%, 30% und 40% ihres Anfangswertes verringert wird. In Abb. 9 sind diese Kurven dargestellt. Die μ^* -Kurven konstanten Luftspaltes und die Luftspalte sind hier der Übersichtlichkeit wegen weggelassen. Wir erkennen, daß besonders bei höheren Feldstärken die Kurven sehr dicht beieinander liegen.

Multipliziert man Gl. (20) auf beiden

Seiten mit I_a^2 / I_{F0} , so erhalten wir nach einfacher Umformung:

$$\frac{F \cdot I_{F0}}{L \cdot I_a^2} = \frac{10^9}{12,57} \frac{\mu_0}{\mu^* \cdot H_G^2} \quad (21)$$

In die Abb. 7 und die Abb. 9 sind nun die Kurven konstanten Verhältnisses $F \cdot I_{F0} : L \cdot I_a^2$ eingezeichnet. Zeichnet man Abb. 9 um und trägt über der Gleichfeldstärke H_G den Kehrwert von Gl. (20) auf, so erhalten wir die Kurven der Abb. 10.

Wir sehen, daß bis zu Feldstärken von etwa 30 A/cm alle Kurven praktisch

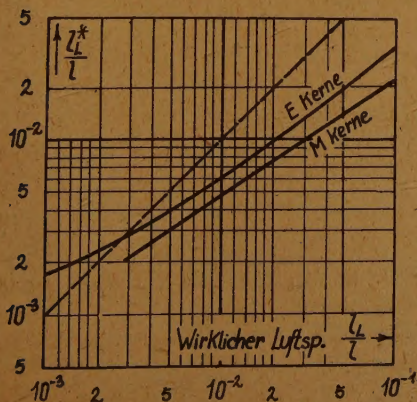


Abb. 8. Scheinbare Luftspaltbreite l_L^* und geometrische Luftspaltbreite l_L

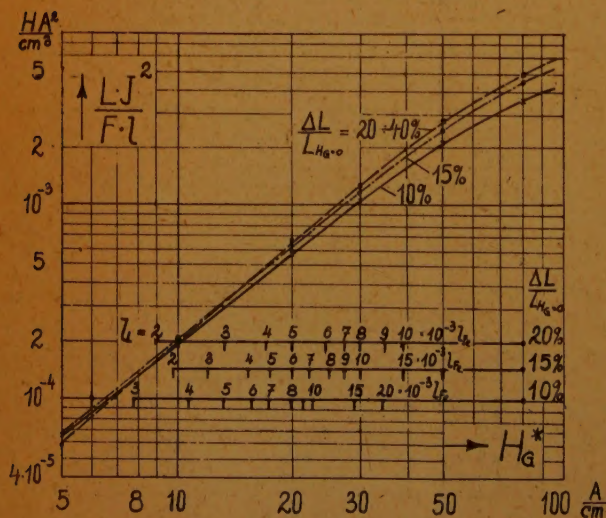
Abb. 9. Kurven gleichen prozentualen Permeabilitätsabfalles, gemessen gegen den Anfangswert bei $H_G^* = 0$

zusammenfallen und bis zu Feldstärken von etwa 50 A/cm durch Gerade dargestellt werden können. Bei größeren Feldstärken ist ein Abbiegen festzustellen. Man kann dies

Kurvenbündel praktisch durch eine einzige, mittlere Gerade darstellen. Wir werden von dieser Tatsache später Gebrauch machen. Der dadurch entstehende Fehler ist sehr gering. Er fällt deshalb schon nicht ins Gewicht, weil die μ -Werte der Bleche aus verschiedenen Lieferungen stark streuen.

Das Kernvolumen $V = F \cdot l_{Fe}$ läßt sich für die E-Kerne durch das Grundmaß a angeben. Aus Abb. 5 lesen wir für quadratischen Querschnitt $F = 4 \cdot a^2$ ab und $l_{Fe} = 12 a$. Der effektive Eisenquerschnitt ist nun stets kleiner als der Kernquerschnitt, ist aber maßgebend für die Größe der Induktivität. Wir berücksichtigen dies durch den Faktor 0,9. Es ist dann:

$$F \cdot l_{Fe} = 4 \cdot 12 \cdot 0,9 \cdot a^3 = 44 a^3 \quad (22)$$



Das durchschnittliche spez. Gewicht von Dynamoblech IV ist $\gamma = 7,0 \text{ g/cm}^3$. Damit erhalten wir für das Kerngewicht:

$$G_{Fe} = 308 \times a^3 \frac{\text{g}}{\text{cm}^3} \quad (23)$$

Ein E-60 Kern mit $a = 1 \text{ cm}$ wiegt also 308 g.

Abb. 10. Magnetischer Energieinhalt als Funktion der Vormagnetisierung. Parameter: Induktivitätsverminderung gegenüber $H_G^* = 0$

Volumen und Eisengewicht der M-Kerne müssen für jeden Kern gesondert ermittelt werden und sind in Tabelle 2 angegeben.

Benutzen wir nun aus Abb. 10 die Kurve mit dem Parameter $\Delta \mu^*/\mu^* = \Delta L/L_0 = 10\%$, multiplizieren die Ordinatenwerte mit dem nach Gl. (22) ermittelten Volumen und tragen das so erhaltene Produkt aus Induktivität und Stromquadrat über H_G^* auf, dann bekommen wir die Abb. 11. Parameter ist jetzt die Kerngröße. Ferner entnehmen wir aus Abb. 7 die scheinbaren, prozentualen Luftspalte l_L^*/L_{Fe} für die entsprechenden Gleichfeldstärken, ermitteln aus Abb. 8 den tatsächlich einzustellenden, geometrischen Luftspalt l_L/l_{Fe} [7] und tragen ihn in Abb. 11 ebenfalls ein. Die zu den einzelnen Kernen gehörenden Eisenweglängen l_{Fe} sind an die Kurven angeschrieben. Der absolute Luftspalt kann also sofort errechnet werden.

Unser obiges Beispiel ergab für die Röhre AL4 und den E-60 Kern die Windungszahl $w_1 = 4800$. Der Anodenstrom ist $I_a = 36$ mA und die Feldstärke $H_G^* = w \cdot I_a/l_{Fe} = 14,5$ A/cm. Für diese Feldstärke lesen wir in Abb. 11 an der E-60 Kern-Kurve $L \cdot I_a^2 = 1,5 \cdot 10^{-2}$ H \cdot A² ab. Um die Induktivität L zu erhalten, dividieren wir durch das Stromquadrat und bekommen $L_1 = 11,5$ H. Dieser Wert von L_1 ist dann gerade 10% kleiner als der Anfangswert bei $H_G = 0$.

Der Luftspalt soll nach Abb. 11 4,3% betragen. Also: $l_L = 4,3 \cdot 10^{-3} \cdot 120 = 0,52$ mm. Bei E-Kernen wird der Luftspalt durch Abheben des Joches eingestellt. Das Joch ist dann um die Hälfte des ermittelten Wertes vom Kern zu entfernen!

Die Abb. 12 zeigt nun die Kurven der Abb. 11 noch einmal verkleinert zusammen mit drei weiteren Diagrammen. Bei bekanntem Gleichstrom I_a und mit der aus Abb. 2 und Abb. 3 ermittelten Windungszahl w_1 kann jetzt sofort ohne Rechnung aus Abb. 12 die Induktivität L_1 abgelesen werden sowie der Luftspalt l_L . Mit L_1 erhalten wir dann aus Abb. 6 die untere Grenzfrequenz f_k .

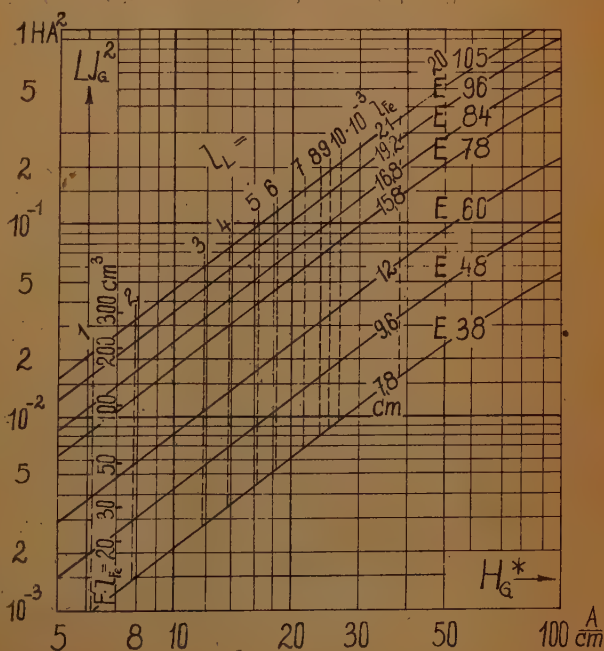


Abb. 11. $L \cdot I_a^2$ als Funktion der Gleichfeldstärke. Gestrichelt: notwendiger Luftspalt

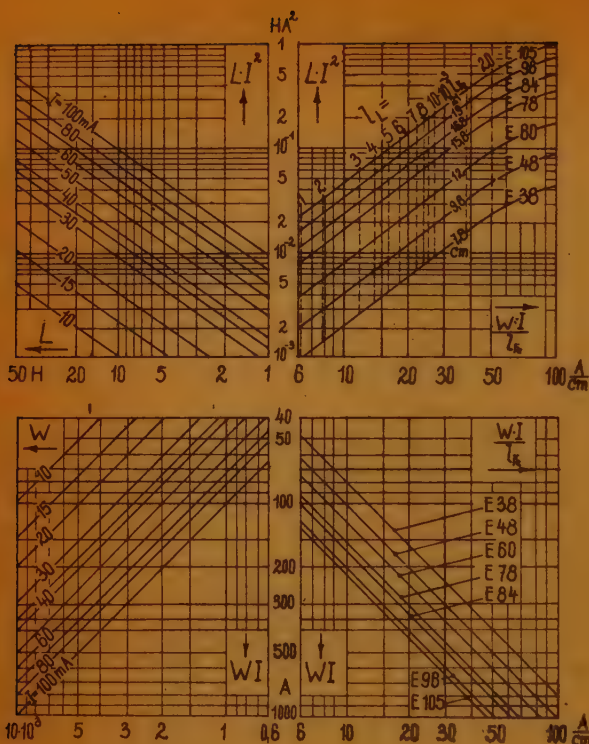


Abb. 12. Diagramme zur Ermittlung der Induktivität eines vormagnetisierten E-Blechernes mit Luftspalt aus der Windungszahl oder umgekehrt. Parameter: Kerngröße und Gleichstrom durch die Wicklung

In Abb. 13 sind die entsprechenden Diagramme für die M-Schnitte angegeben. Bei diesen ist, im Gegensatz zu den E-Kernen, der Luftspalt nicht beliebig einzustellen. Man ist auf den einmal eingestanzten Luftspalt angewiesen! Genormt sind die Luftspalte 0,5, 1,0 und 2,0 mm. Diese sind in Abb. 18 eingezeichnet. Man wird nun in der Regel beim Ermitteln von L_1 nicht auf einen dieser Norm-Luftspalte stoßen. Es bleibt dann die

Wahl zwischen dem nächst größeren bzw. dem nächst kleineren Norm-Luftspalt.

Im ersten Fall wird $\Delta L/L_0$ zwar kleiner als 10%, aber auch die Induktivität L_0 vermindert sich. Der Kern ist überdimensioniert!

Im zweiten Fall ist $\Delta L/L_0$ größer als 10%. Die Kurven der Abb. 13, oben rechts, sind aber auch dann noch gültig, da, wie wir schon sahen, das Kurvenbündel der Abb. 10 praktisch durch eine mittlere Kurve ersetzt werden kann. Lediglich die Luftspaltskala verschiebt sich nach höheren Gleichfeldstärken!

Um nun schnell abschätzen zu können, ob der kleinere Norm-Luftspalt noch zulässig ist, ist in Abb. 10 für Verschiedenes $\Delta L/L_0$ die Luftspaltskala angegeben.

Haben wir z. B. einen M-55 Kern, der mit 16 A/cm vormagnetisiert ist, so müßte der Luftspalt nach Abb. 13 etwa 6‰ betragen, damit $\Delta L/L_0 = 10\%$ wird. Der nächst kleinere, genormte Luftspalt beträgt aber 4‰ der Eisenweglänge. Aus Abb. 10 ersehen wir, daß dieser Luftspalt dann gerade für 16 A/cm richtig ist, wenn $\Delta L/L_0$ zu 15% angenommen wird. Das ist aber noch zulässig. Über 20% sollte man jedoch nicht hinausgehen!

Wir sehen, wie unpraktisch in dieser Hinsicht die M-Schnitte sind. Jeder M-Schnitt muß mit verschiedenem Luftspalt vorrätig sein, was die Lagerhaltung sehr erschwert!

Abb. 13. Wie Abb. 12 nur
für M-Kerne

7. Bestimmung der Kerngröße

Bis jetzt sind wir noch gezwungen, bei der Berechnung eines Übertragers die Kerngröße zunächst anzunehmen. Die Rechnung oder unsere Diagramme werden dann zeigen, ob unsere Wahl richtig war. Das Schätzen der Kerngröße erfordert aber eine gewisse Erfahrung. Wir wollen deshalb nach einem Diagramm suchen, das diese Unsicherheit beseitigt.

Betrachten wir die Abb. 10, so erkennen wir, daß bis zu Feldstärken von etwa

50 A/cm zwischen $L_1 \cdot I_a^2$ und H_G^* mit recht guter Genauigkeit die Beziehung besteht:

$$L_1 \cdot I_a^2 = 6,35 \cdot 10^{-6} \cdot \frac{F}{\text{cm}^2} \cdot \frac{l_{F0}}{\text{cm}} \cdot \sqrt{\left(\frac{H_G^*}{\text{A/cm}} \right)^3} H_A^2 \quad (24)$$

Die Feldstärke ist aber:

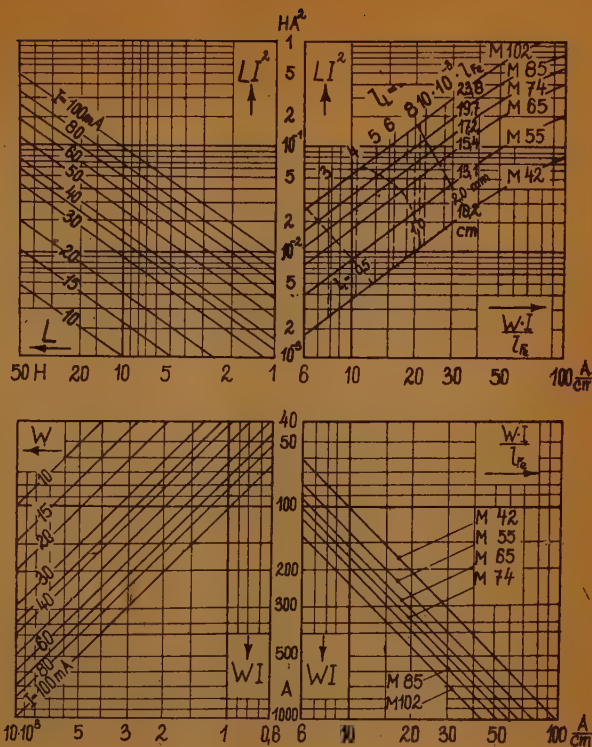
$$H_G^* = \frac{w_1 \cdot I_a}{l_{F0}} \quad (25)$$

Aus Gl. (4) und Gl. (9) erhalten wir die Windungszahl zu:

$$w_1 = \sqrt{\frac{\delta}{6} \cdot \frac{R_a}{\Omega} \cdot \frac{F_w/\text{cm}^2}{l_m/\text{cm}}} 10^3 \quad (26)$$

Mit Gl. (25) und Gl. (26) geht Gl. (24) über in:

$$L_1 = 5,2 \cdot 10^{-8} \cdot \frac{F/\text{cm}^2}{\sqrt{l_{F0}/\text{cm}}} \cdot \frac{\sqrt{\left(\delta \cdot \frac{R_a}{\Omega} \cdot \frac{F_w/\text{cm}^2}{l_m/\text{cm}} \right)^3}}{\sqrt{I_a/A}} H \quad (27)$$



Für E-Kerne läßt sich nun wieder Gl. (27) mit $F = 3,6 \text{ a}^2$, $I_F = 12 \text{ a}$, $F_w = a$ und $l_m = 10 \text{ a}$ vereinfachen zu:

$$L_1 = 9,8 \cdot 10^{-3} \sqrt[4]{\frac{(R_a/\Omega)^3 \cdot \left(\frac{a}{\text{cm}}\right)^9}{(I_a/A)^2}} H \quad (28)$$

Bei angenommenem Leistungsverlust im Übertrager kann man mit Gl. (28) für eine bestimmte Endröhre für jeden Kern sofort die Induktivität L_1 berechnen.

Beispiel: AL 4, $R_a = 7 \text{ k}\Omega$, $I_a = 36 \text{ mA}$, $\delta = 20\%$, E-60 Kern: $a = 1 \text{ cm}$, $L_1 = 12 \text{ H}$.

Weiter verhalten sich nun bei gleichem Leistungsverlust die Primärinduktivitäten zweier verschiedener Übertrager für zwei verschiedene Endröhren wie

$$\frac{L_1}{L_2} = \sqrt[4]{\frac{R_{a1}^3 \cdot I_{a2}^2}{R_{a2}^3 \cdot I_{a1}^2} \left(\frac{a_1}{a_2}\right)^9} \quad (29)$$

Mit Gl. (19) ergibt sich für gleiche untere Grenzfrequenz f_t nach Umformung von Gl. (29):

$$\frac{(R_{p1}^2 \cdot I_{a1})^2}{R_{a1}^3} a_1^9 = a_2^9 \frac{(R_{p2}^2 \cdot I_{a2})^2}{R_{a2}^3} \quad (30)$$

Ist nun in Gl. (30) für zwei verschiedene Endröhren die Bedingung

$$N = \frac{(R_{p1}^2 \cdot I_{a1})^2}{R_{a1}^3} = \frac{(R_{p2}^2 \cdot I_{a2})^2}{R_{a2}^3} = \frac{R_a \cdot \left(\frac{I_a}{A}\right)^2}{\Omega (1 + R_a/R_i)^4} \text{ Watt} \quad (31)$$

erfüllt, dann ist mit dem gleichen Kern ($a_1 = a_2$) die gleiche untere Grenzfrequenz zu erreichen bei gleichem Leistungsverlust im Übertrager!

N hat die Dimension einer Leistung und kann als ein Kennwert der Röhre aufgefaßt werden bei der Berechnung von Ausgangsübertragern für diese Röhre.

In der Tabelle I sind einige der gebräuchlichsten Endröhren angeführt. Sie sind nach der Größe des Anodenstromes im Arbeitspunkt geordnet. Neben R_i , R

Tabelle I

Röhre	I_a/mA	$R_i/\text{k}\Omega$	$R_a/\text{k}\Omega$	$R_p/\text{k}\Omega$	N/Watt
UL 12	75	12	2,0	1,7	6,0
AL 5	72	22	3,5	3,0	10,0
EL 12	72	30	3,5	3,1	11,6
CL 4	45	45	4,5	4,1	6,3
AL 4	36	50	7,0	6,1	5,2
AL 2	36	60	7,0	6,2	5,0
VCL 11	12	60	17,0	18,0	0,9
AD 1	60	0,67	2,3	0,52	$2,0 \cdot 10^{-2}$
Re 604 ...	40	1,4	3,5	1,0	$3,7 \cdot 10^{-2}$

Abb. 14. Diagramm zur Bestimmung der Kerngröße eines Ausgangsübertragers bei gegebener unterer Grenzfrequenz und angenommenem Leistungsverlust im Übertrager

und R_p ist der Kennwert N angegeben. Es ist nun bemerkenswert, daß alle Pentoden und alle Trioden sehr dicht zusammenliegen. Das läßt sich mit Hilfe der Röhrentheorie erklären. Die kräftigen Endpentoden liegen etwas höher, die Spezialröhren, wie z. B. die VCL 11, zeigen etwas tiefere Kennwerte als die übrigen Röhren.

Tragen wir nun ein Maß für die Kerngröße, z. B. das Kerngewicht, über der Grenzfrequenz auf mit δ als Parameter, so haben wir das gesuchte Diagramm zur Ermittlung der Kerngröße!

Für die drei Parameter $\delta = 10\%$, 20% und 30% wurden nun aus Abb. 12 für die verschiedenen Endröhren mit Hilfe der

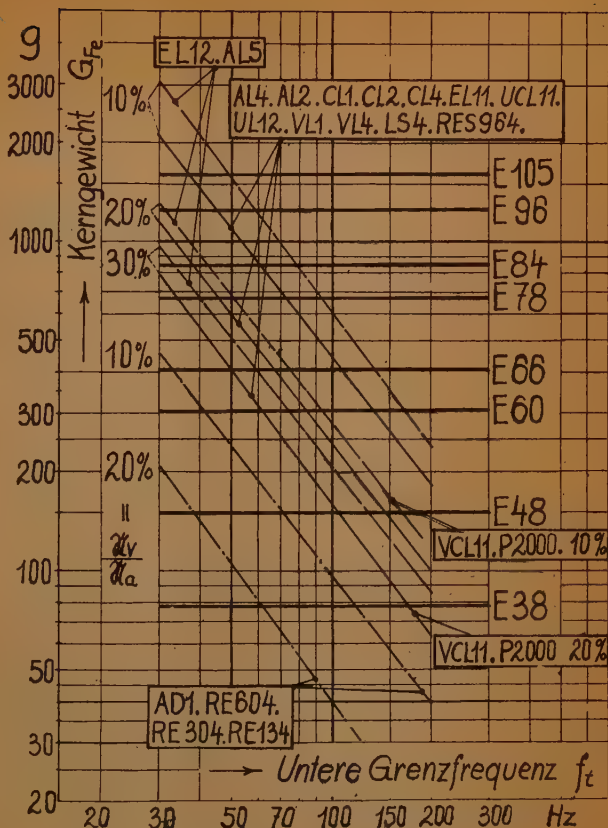
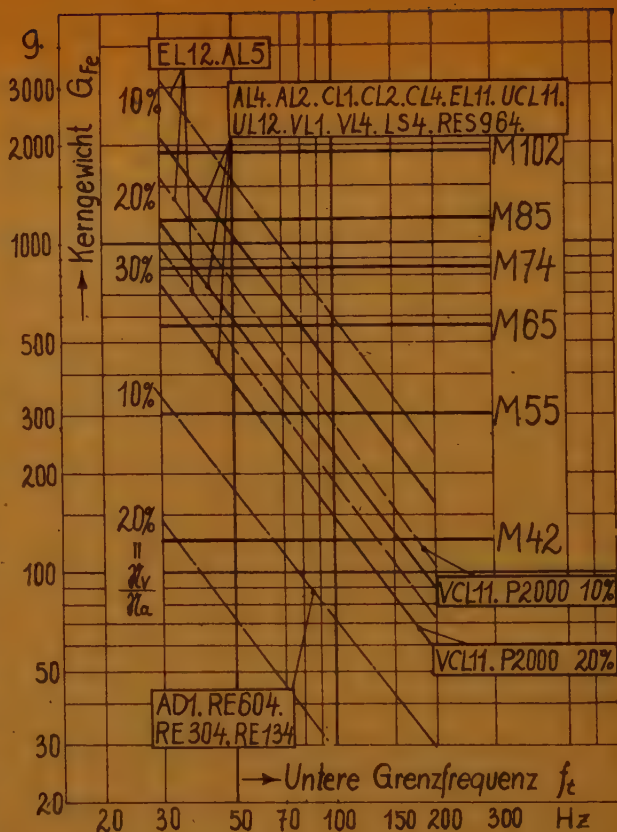


Tabelle II

Mittl. Kraftl. Länge ..	$l_{Fe} = 12a$	10,2	13,1	15,4	17,2	19,7	23,8 cm
Eisenquerschnitt	$F = 3,6a^2$	1,7	3,3	5,4	7,0	8,5	11,0 cm ²
Eisenvolumen	$V = 44a^3$	17,5	43,0	79,0	120	167	262 cm ³
Eisengewicht	$G_{Fe} = 310a^3$	125	310	560	850	1190	1860 g
Wicklgs.-Querschnitt.	$F_w = 2,1a^2$	1,8	2,8	3,7	5,4	5,4	8,2 cm ²
Mittl. Windg. Länge .							
Vollwicklung	$l_{mv} = 12a$	8,9	11,7	14,0	16,7	17,6	20,7 cm
Unterwicklung	$l_{mu} = 10a$	7,4	9,9	12,0	14,0	15,1	17,4 cm
G_{Cu}/G_{Fe}		0,45	0,7	0,6	0,5	0,57	0,5
	E	M42	M55	M65	M74	M85	M102
Kerne							

Abb. 2 und Abb. 3 die Induktivitäten L_1 grafisch ermittelt, und einige Punkte mit Gl. (28) kontrolliert. Nach Gl. (19) wurde die Grenzfrequenz bestimmt. Abb. 14 zeigt das Ergebnis. Sämtliche üblichen Endentoden kann man durch zwei Kurven erfassen. Die Trioden kann man durch eine Kurve darstellen! Nicht angegebene Röhren lassen sich sofort einreihen, indem man ihre Kennwerte nach Gl. (31) berechnet und in Tabelle I den nächstliegenden Wert aufsucht. Für die Röhre 6V6 z. B. erhalten wir einen Kennwert $N = 6,9$. Wir können also



die für die AL 4 geltenden Kurven benutzen. Abb. 15 zeigt die entsprechenden Kurven für die M-Kerne. Sie unterscheiden sich nur unwesentlich von den Kurven für E-Schnitte. Sie verlaufen bei den Pentoden etwas steiler und liegen für die Trioden tiefer.

Mit Hilfe der Abb. 14 bzw. Abb. 15 ist es möglich, die Übertragergröße sofort zu bestimmen, wenn Grenzfrequenz und Leistungsverlust angenommen werden. Wir ersehen aus den Kurven, daß eine tiefe untere Grenzfrequenz sehr schnell große Kerne fordert. Man sollte deshalb die Grenzfrequenz nicht tiefer als unbedingt nötig legen, sonst steht der erzielte Erfolg in keinem Verhältnis zum Aufwand. Für die AL 4 z. B. ist für $f_t = 50$ Hz und $\delta = 20\%$ ein E-78 Kern mit einem Gewicht von 680 Gramm nötig. Schon für $f_t = 70$ Hz reicht ein E-66 Kern mit 400 g und für $f_t = 85$ Hz ein E-60 Kern mit nur 300 g aus! Im Bereich zwischen 100 Hz und 50 Hz kostet es je 1 Hz tiefere Grenzfrequenz etwa 9 g Eisengewicht!

Bei Rundfunkgeräten mit kräftiger Endröhre spielt ein etwas höherer Leistungsverlust im Übertrager keine Rolle. Für $\delta = 30\%$ erzielen wir mit einem E-60 Kern eine Grenzfrequenz $f_g = 60$ Hz! Die Resonanzfrequenzen der Lautsprecher

liegen zwischen 60 und 70 Hz, bei kleinen Lautsprechern sogar über 100 Hz. Es hat keinen Zweck, die Grenzfrequenz des Übertragers tiefer als diese Resonanzfrequenz zu legen.

8. Gewicht der Kupferwicklung

Das Gewicht der Kupferwicklung erhalten wir mit Gl. (10) und Gl. (12) und $f_k = 0,6$ für E-Kerne zu:

$$G_{Cu} = 0,45 G_{Fe}$$

Das Kupfergewicht ist also etwas kleiner als die Hälfte des Eisengewichtes. Bei den M-Kernen ist mit Ausnahme des M-85 Kernes das Verhältnis höher. Es liegt zwischen 0,7 (M-42) und 0,5 (M-65). Bei gleichen Bedingungen benötigt z. B. der M-74 Kern, bei gleichem Eisengewicht wie der E-84 Kern, etwa 65 g Kupfer mehr! Berücksichtigt man ferner, daß bei den E-Kernen die Jochstücke aus den Fenstern abfallen, die E-Bleche also ohne Abfall gestanzt werden können, bei den M-Schnitten dagegen etwa 30% Abfall durch das Fensterausstanzen entsteht, so erkennen wir, daß der E-Schnitt dem M-Schnitt überlegen ist. Ganz abgesehen von der Unmöglichkeit, bei den M-Schnitten den Luftspalt nach dem Stanzen noch zu ändern.

9. Beispiel

Für die Endröhre EL 12 soll ein Ausgangsübertrager berechnet werden. Der Leistungsverlust im Übertrager soll 20% betragen, die Grenzfrequenz $f_t = 50$ Hz sein. Aus Abb. 14 ersehen wir, daß ein E-78 Kern gewählt werden muß. Aus Tab. 1 entnehmen wir $R_a = 3,5 \text{ k}\Omega$, aus Abb. 2 dafür den Widerstand der Primärwicklung $R_1 = 350 \Omega$; und aus Abb. 3: $w_1 = 3900$ Wdg., $d = 0,17 \text{ mm}$ CuL. Mit $I_a = 72 \text{ mA}$ erhalten wir aus Abb. 12 mit w_1 die Primärinduktivität $L_1 = 9,5 \text{ H}$ und einen Luftspalt $l_L = 6 \cdot 10^{-3} \cdot 156 = 0,95 \text{ mm}$. Mit Abb. 6 kontrollieren wir die Grenzfrequenz.

Für $R_p = 3 \text{ k}\Omega$ und $L_1 = 9,5 \text{ H}$ erhalten wir eine untere Grenzfrequenz von 53 Hz. Die Sekundärwindungszahl richtet sich nach dem Lautsprecher-Widerstand und wird mit Gl. (5) berechnet.

Schrifttum

- [1] H. Barkhausen, Elektronenröhren, Verlag Hirzel, Leipzig 1945.
- [2] R. Feldtkeller, Spulen und Übertrager, Verlag Hirzel, Leipzig 1944.
- [3] Hassel, Hilfsbuch für HF-Techniker, Verlag J. Schneider, Berlin 1938.
- [4] AEG, Ktr, Kleintransformatorenreihe.
- [5] R. Feldtkeller, Vormagn. Drosselspulen, FUNK UND TON Bd. 1 (1947) S. 227.
- [6] C. R. Hanna, Journ. Am. Inst. El. Eng. (1927) S. 128.
- [7] R. Feldtkeller u. F. Stegmeier, Frequenz (1948) 2, S. 71.

HF-Magnetkerne aus Ferriten

Inhaltsübersicht

- I. Der Einfluß der Leitfähigkeit ferromagnetischer Stoffe auf ihre Verwendbarkeit in Bauelementen der Nachrichtentechnik.
- II. Die Verminderung des Einflusses der Leitfähigkeit durch Unterteilung des Kernquerschnittes.
- III. Metallische Leitfähigkeit und Ferromagnetismus.
- IV. Kristallaufbau von ferromagnetischen Oxyden und die Gisolfsche Regel für das Vorliegen von Ferromagnetismus bei Metallverbindungen.
- V. Frühere Untersuchungen an ferromagnetischen Ferriten von Snoek.
- VI. Untersuchungen über Anfangspermeabilität und Verlustwinkel an Heschot Ferritkernen.
- VII. Die Anwendungsmöglichkeiten von Ferritkernen in Bauelementen der Nachrichtentechnik.
- VIII. Zusammenfassung.
- IX. Schrifttum.

I. Der Einfluß der Leitfähigkeit ferromagnetischer Stoffe auf ihre Verwendbarkeit in Bauelementen der Nachrichtentechnik

Der Vorteil der Verwendung von Magnetkernen in Spulen und Übertragern liegt darin, daß man für diese Bauelemente weniger Windungen benötigt, daß die Kerne Wicklungsteile fester verkoppeln, Streufelder vermindern oder Einwirkungen durch überlagerte Wechsel- und Gleichfelder auf die elektrischen Daten der Bauelemente ermöglichen. Diese Vorteile brachten es mit sich, daß besonders kleine und auch einzigartige Bauelemente (wie z. B. Magnetvariometer¹⁾) entwickelt werden konnten, die in den letzten Jahren der Gerätetechnik sehr zunutze kamen. So konnten auch besonders zweckmäßige Bauelemente durch Verwendung geeigneter Magnetkerne für höhere Frequenzen geschaffen werden. Denn durch das Einsparen von Windungen werden die Kupferverluste in der Wicklung vermindert. Diese Verminderung wirkt sich jedoch nicht voll auf den Verlust aus, da der Einsparung von Kupferverlusten zusätzlich Eisenverluste gegenüberstehen, die nach hohen Frequenzen hin stark zunehmen. Das Anwachsen der Verluste in magnetischen Kernen mit höheren Betriebsfrequenzen wird hauptsächlich von Wirbelströmen, die sich im Kern ausbilden verursacht. Daß Wirbelströme überhaupt entstehen können, beruht darauf, daß die allgemein bis jetzt verwendeten Stoffe für Magnetkerne eine metallische Leitfähigkeit aufweisen. Ferner haben Wirbelströme, die sich im Kern ausbilden können, zur Folge, daß das mit ihnen verkettete magnetische Feld das ursprüngliche Magnetfeld beeinflusst, und zwar wird es geschwächt; man spricht von Flußverdrängung. Wenn auch letztere Erscheinung für Abschirmzwecke von Bauteilen gegen Fremdfelder technisch ausgenutzt wird, stört sie im allgemeinen doch im Magnetkern eines Bauelementes, wie z. B. in Spulen und Übertragern. Die rechnerische Behandlung des Wirbelstromproblems führt zu Ergebnissen, die sich als Funktionen mit dem Argument

$$q = d \sqrt{\mu \cdot \pi \cdot \omega} \quad (1)$$

¹⁾ Unter einem Magnetvariometer wird eine veränderbare Induktivität verstanden, wobei die Veränderung der Induktivität durch Einwirken eines einstellbaren, dem Betriebsfeld überlagerten stärkeren Magnetfeldes auf die reversible Permeabilität des Magnetkernes erfolgt.

ausdrücken lassen. [1] In diesem Argument bedeutet d die Dicke des Werkstoffes, μ seine Permeabilität, κ seine Leitfähigkeit und ω die Kreisfrequenz des Betriebsstromes oder Betriebsfeldes. Der störende Einfluß der Wirbelströme wird um so geringer, je kleiner dieses Argument ist. Da nun das technische Streben darauf ausgeht, Stoffe mit hoher Permeabilität auch bei den höchsten Betriebsfrequenzen zu verwenden, ergibt sich als sinnvoller Weg zur Verminderung des Wirbelstromeinflusses der, magnetische Werkstoffe mit einer möglichst kleinen Leitfähigkeit zu entwickeln. Man hat Legierungsstoffe entwickelt, die die Leitfähigkeit von reinem Eisen bis auf den 10. Teil verringerten (wie z. B. die Eisen-Nickel-Legierung 60:40 oder Legierungen aus Fe-Al-Cr mit 5% Al und 20% Cr).

Dieser Weg führte in vielen praktischen Anwendungsfällen schon zu beachtlichen Erfolgen. Insbesondere hat die Entwicklung von Eisen-Silizium-Legierungen für Dynamo- und Transformatoren-Kernteile in der Starkstromtechnik einen großen Fortschritt gebracht. Allein all diese Legierungen weisen reinmetallische Leitfähigkeit auf. Mit ihr läßt sich kein kompakter Kern bei höheren Frequenzen verwenden. Es blieb für diese Fälle nichts anderes übrig, als die Kerne aus Teilen, die in Flußrichtung einen möglichst kleinen Querschnitt aufweisen, aufzubauen. Im Ausdruck des obigen angeführten Argumentes bedeutet das die Verminderung der Größe d .

II. Die Verminderung des Einflusses der Leitfähigkeit durch Unterteilung des Kernquerschnittes

Die Unterteilung des Kernquerschnittes geschieht nun je nach Anwendungszweck, der ja das Frequenzgebiet bestimmt, ganz verschieden. Bei tieferen Frequenzen wird der Kern aus Blechen, die gegeneinander isoliert sind, aufgebaut. Die Dicke dieser Bleche richtet sich nach dem zulässigen Wirbelstromverlust im Kern. Dieser Verlust kann ausgedrückt werden durch einen Verhältniswert von Wirkwiderstand zu Blindwiderstand. Man findet für dieses Verhältnis in dem Gebiet, in dem das magnetische Feld der Wirbelströme praktisch vernachlässigbar klein ist, folgenden Ausdruck:

$$\operatorname{tg} \delta_w = k \cdot q^2 \quad (2)$$

Hierin ist k ein Zahlenwert, der von der Unterteilungsart des Kernquerschnittes abhängt. Für Bleche, deren Dicke sehr klein ist im Verhältnis zu ihrer Breite und Länge, ergibt sich folgende zugeschnittene Größengleichung:

$$\operatorname{tg} \delta_w = \frac{2}{3} 10^{-3} \left(\frac{d}{\text{mm}} \right)^2 \cdot \frac{\mu}{\mu_0} \cdot \frac{\kappa}{\frac{\text{Sm}}{\text{mm}^2}} \cdot \frac{f}{\text{kHz}} \quad (3)$$

Damit dieser Wert unter 10^{-2} bleibt, ein Wert, wie er im allgemeinen erwünscht ist, darf die Blechdicke d für eine vorgegebene Betriebsfrequenz f die in Abb. 1 (untere Kurve) angegebenen Werte nicht überschreiten, wobei als Werkstoffdaten mit $\mu = 1000 \mu_0$ und $\kappa = 10 \frac{\text{Sm}}{\text{mm}^2}$ gerechnet wurde. Die Abnahme

der Permeabilität $\frac{\Delta \mu}{\mu}$, die als Folge der Flußverdrängung entsteht, ist propor-

tional q^4 . Man findet für Bleche folgenden zahlenmäßigen Zusammenhang:

$$\frac{\Delta \mu}{\mu} = 3,75 \cdot 10^{-5} \left(\frac{d}{\text{mm}} \right)^4 \cdot \left(\frac{\mu}{\mu_0} \right)^2 \cdot \left(\frac{\kappa}{\frac{\text{Sm}}{\text{mm}^2}} \right)^2 \cdot \left(\frac{f}{\text{kHz}} \right)^2 \% \quad (4)$$

Die in Abb. 1 aufgezeichnete obere Kurve gibt die Abhängigkeit der Blechdicke von der Frequenz für eine Permeabilitätsverminderung von 1% an, wenn hier wiederum ein Stoff mit $\mu = 1000 \mu_0$ und $\kappa = 10 \frac{\text{Sm}}{\text{mm}^2}$ zugrunde gelegt wird.

Die Kurven zeigen, daß der Einfluß der Wirbelströme auf den Verlustwinkel kritischer ist als auf den Permeabilitätsabfall. Man kann also sagen, daß bei einem Kernaufbau mit praktisch hinreichend kleinem Verlustwinkel der Einfluß der Flußverdrängung noch ohne Bedeutung ist. Da es technisch nicht

möglich ist, jeden beliebigen magnetischen Werkstoff bis zu extrem dünnen Blechen, Bändern oder Drähten auszuwalzen, ist der Anwendung der verschiedenen Stoffe eine obere Frequenzgrenze gesetzt. Im allgemeinen werden heute Bleche aus magnetisch weichem Stoff noch wirtschaftlich bis zu $50 \mu\text{m}$ herab hergestellt. Neuerdings ist es in Amerika gelungen, einen besonders hochpermeablen Werkstoff mit einer Banddicke von $6 \mu\text{m}$ zu fertigen. [2] Bisher hat man diese Werkstoffdicke nur in der Pulverkerntechnik erreicht, wo feinstes Eisenpulver, bei dem

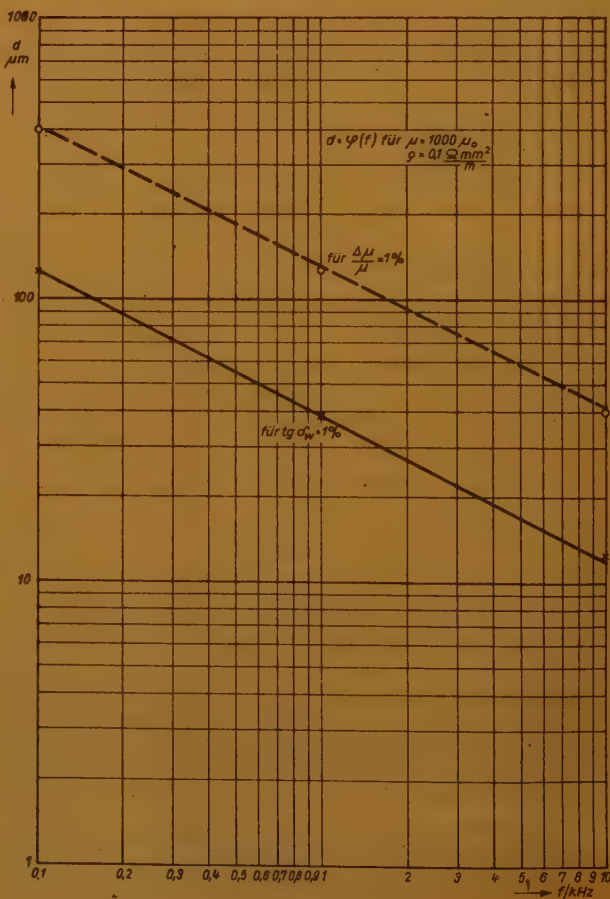


Abb. 1. Zusammenhang zwischen Blechdicke und Frequenz für die Parameter- Wirbelstromverlustwinkel $\text{Ag } \delta_w$ und Permeabilitätsabfall $\frac{\Delta \mu}{\mu}$ infolge Flußverdrängung

jedes Teilchen mit einer dünnen Isolierhaut überzogen wurde, zu einem Kern durch Pressen vereinigt wurde. (Magnetische Pulverkerne oder auch „Massekerne“ genannt.) Aber nimmt man einmal an, daß es doch ganz allgemein möglich sein würde, einen ferromagnetischen Stoff mit einer Dicke von $5\mu\text{m}$ herzustellen, und setzt man den besonders niedrigen spez. Leitwert von $1 \frac{\text{Sm}}{\text{mm}^2}$ an, so dürfte die Permeabilität des Stoffes nicht größer werden als:

$$\mu = \frac{6 \cdot 10^5}{f/\text{MHz}} \mu_0 \quad (5)$$

wenn der Verlustwinkel infolge von Wirbelströmen unter einem Wert von 10^{-2} liegen soll. Daraus folgt, daß in einem Frequenzgebiet wesentlich über 100 MHz ferromagnetische Kerne nicht mehr mit Vorteil angewendet werden können. Die Weiterentwicklung muß sich nun mit dem Problem der Schaffung eines ferromagnetischen Stoffes mit nichtmetallischer Leitfähigkeit befassen.

III. Leitfähigkeit und Ferromagnetismus

Die Stromleitung in einem Metall geschieht durch die Wanderung von Elektronen. Jeder metallische Leiter enthält frei bewegliche Elektronen. Und zwar kann man sich den mikrophysikalischen Aufbau eines metallischen Leiters so vorstellen, daß man das feste Gitter der positiv geladenen Atome als einen porösen Körper ansieht, der von einem feinen Gase, dem Elektronengase, erfüllt ist. Die Zahl der freien Elektronen kann in der Raumeinheit an sich sehr groß sein, wenn man die Annahme trifft, daß auf jedes Atom mindestens ein freies Elektron kommt. Trotz dieser großen Zahl in den freien Räumen gehorchen die freien Elektronen dennoch den Gasgesetzen, weil ihre räumlichen Abmessungen sehr viel kleiner sind als die ihnen zur Verfügung stehenden freien Weglängen zwischen den Atomen des Gitters. Die einzelnen Elektronen werden also je nach Höhe der Temperatur einer mehr oder weniger starken ungeordneten Bewegung unterworfen. Unter der Einwirkung eines elektrischen Feldes überlagert sich der Wärmebewegung eine mittlere Wanderung der Elektronen in einer Richtung: Es fließt ein Strom.

Das Auftreten von Ferromagnetismus beruht ausschließlich auf Wirkungen von Elektronen. Nach unseren Kenntnissen liegt dann Ferromagnetismus vor, wenn:

1. das einzelne Atom des Stoffes ein magnetisches Moment aufweist. Ein solches tritt auf, wenn eine Zwischenschale des Atomes nicht mit der sie voll füllenden Elektronenzahl besetzt ist. Das magnetische Moment eines solchen Atomes wäre ohne den Einfluß der benachbarten Atome proportional der Zahl der hier fehlenden Elektronen. Für jedes fehlende Elektron tritt ein bestimmter Betrag eines magnetischen Momentes, der „Bohrsches Magneton“ genannt wird, nach außen in Erscheinung; dies ist das magnetische Moment eines Elektrons. Ursache ist der Kreiselpuls, der sich von der Drehung des Elektrons um seine Achse ableitet. Denn das Elektron bewegt sich nicht nur um seinen Kern, sondern hat auch noch eine eigene Bewegung um seine Achse (engl. Bezeichnung „Spin“). Für die Größe des magnetischen Dipolmomentes eines Elektrons fand man, bezogen auf den Nullpunkt der absoluten Temperatur, den Wert $m = 1,17 \cdot 10^{-19}$ (Gauß $\cdot \text{cm}^3$). Voll ausgefüllte Schalen enthalten ebensoviel Elektronen mit dem Spin in einer Richtung als Elektronen mit dem Spin in entgegengesetzter Richtung. Die magnetischen Momente der Elektronen in solchen Schalen heben sich gegenseitig auf, und die Schale ist magnetisch neutral.

2. Vom Vorliegen bestimmter elektrostatischer Kräfte zwischen unmittelbar benachbarten Atomen. Diese Kräfte richten in Teilgebieten des Stoffes, die einige Millionen Atome umfassen („Weißsche Bezirke“ genannt), alle atomaren Elementarmagnete nach einer Richtung aus, so daß in einem solchen Bezirk der Stoff bis zur Sättigung magnetisiert ist. Die elektrostatischen Kräfte beruhen auf dem Unterschied im Kräftespiel zwischen Elektronen unter sich und zwischen diesen und den Kernen unmittelbar benachbarter Atome. Ist die abstoßende Kraft zwischen den Elektronen größer als die anziehende zwischen Kern und Elektronen, so tritt die magnetische Ausrichtung der atomaren Elementarmagnete zutage. Die entsprechende Gleichung für die wirksamen Kräfte führt dann zu einem positiven Wert des nach Heisenberg genannten Austauschintegrals. Diese Ausrichtung stemmt sich gegen die Kräfte, die von der Wärmebewegung herrühren und die einzelnen Atome regellos hin und her schwingen lassen. Bei genügend hoher Temperatur (Curie-Temperatur) wird die Wärmebewegung so intensiv, daß die Richtkraft vollständig zurücktritt und die Atome ganz regellos schwingen wie in einem paramagnetischen Körper. Damit die Richtkraft überhaupt auftreten kann, ist notwendig,

- a) daß das Gitter aufgebaut ist aus Atomen, deren Elektronen außerhalb voller Schalen eine derartige Ladungsverteilung aufweisen, daß ihr Maximum weit vom Kern liegt (also sogenannte d- oder f-Elektronen), und
- b) daß der Gitterabstand hinsichtlich der Atomdurchmesser so groß sein muß, daß die Wechselwirkung des Rumpfes des einen Atomes auf die äußeren Atome so klein wie möglich ist.

Der Gitterabstand zwischen benachbarten Atomen hängt ab von der Art der Bindung, die zwischen ihnen besteht. Das magnetische Moment, das sich für ein ferromagnetisches Atom ergibt, ist somit je nach Art der Bindung verschieden. So wurde für Eisen in metallischer Bindung ein Wert von 2,2 Magnetonen gefunden und in ionogener Bindung von 5 bis 6 Magnetonen.

Die genannten Bedingungen für das Auftreten von Ferromagnetismus liegen von Natur aus nur bei den Metallen Eisen, Kobalt und Nickel vor. Durch Aufweiten des Gitters von Mangan ist es gelungen, bei ihm ein positives Austauschintegral zu erzwingen und dieses Metall ferromagnetisch zu machen. [Wie Einbau von Stickstoffatomen in sein Gitter oder in den Legierungen Cu-Mn-Al (Heuslersche Legierungen)]. Für das hier zu behandelte Problem „Leitfähigkeit und Ferromagnetismus“ interessiert die Frage: Haben die Leitungselektronen etwas mit der magnetischen Bindung zu tun? Diese Frage dürfte zu verneinen sein, denn die magnetische Bindung wird von Elektronen, die fest zu einem Atomaufbau gehören, bewirkt, während die Leitungselektronen sich aus diesem Aufbau herausgelöst haben und als freie Ladungsteilchen im Gitter eingelagert sind. Es fragt sich nun weiter, ob es unvermeidbar ist, daß sich Außenelektronen von Atomen ferromagnetischer Stoffe abspalten und somit stets freie Leitungselektronen in ferromagnetischen Stoffen vorhanden sein müssen. Es ist bekannt, daß die chemische Bindung durch Elektronen, die der äußeren Schale entspringen, bewirkt wird. Wenn es also gelänge, in das Gitter von ferromagnetischen Metallen Nichtmetalle derart einzubauen, daß durch chemische Bindung die Außenelektronen weitgehendst im Atomverband verbleiben müssen, und wenn trotz dieses Einbaues die magnetische Bindung aufrechterhalten bliebe, dann müßte ein ferromagnetischer Stoff mit geringer Leitfähigkeit geschaffen sein. Mit anderen Worten heißt die Frage: Sind chemische Verbindungen von Metallen und Nichtmetallen möglich, die Halbleiter

oder gar Isolatoren sind und doch Ferromagnetismus zeigen? Diese Frage läßt sich nach dem derzeitigen Stand unserer Auffassung über Isolatoren nur aus dem Experiment beantworten. Denn man hat sich von einem Isolator ein Energiebändermodell ausgedacht, das aus völlig von Elektronen besetzten und völlig leeren Energiebändern besteht. Da nun ein volles Band kein magnetisches Moment hat, weil die Elektronenspins gleichen Quantenzustandes sich paarweise aufheben, dürfte somit ein Isolator nie ferromagnetisch sein.

Die Natur hat uns ein ferromagnetisches Eisenoxyd gegeben, den Magnet-eisenstein (Fe_3O_4). Es zeigt eine Sättigungsmagnetisierung von etwa 6200 Gauß. Sein Leitvermögen ist noch verhältnismäßig groß, so daß bei ihm schon von metallischer Leitfähigkeit gesprochen werden kann. (Spezifischer Widerstand $100 \frac{\Omega \text{ mm}^2}{\text{m}}$). Daher kommt es auch, daß bisher die Ansicht bestand: „Sämt-

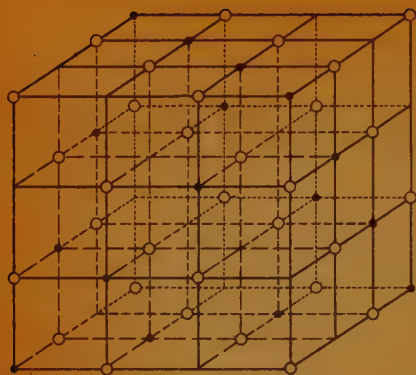
liche ferromagnetischen Körper sind zugleich metallische Leiter.“ [3] Die Ansicht kann nach unserem derzeitigen Wissensstand nicht mehr vertreten werden. Hat doch neuerdings mit jetzt schon beachtlichen Erfolgen eine Entwicklung eingesetzt, die ihr Ziel in der Schaffung des ferromagnetischen Isolators sieht.

IV. Die Gisolfsche Regel für das Vorliegen von Ferromagnetismus bei Metallverbindungen²⁾

Wie aus den Eigenschaften des Magnetit ersichtlich, kann wohl als sicher betrachtet werden, daß Metallverbindungen ferromagnetisch sein können. Auch darf man weiterhin annehmen, daß diese Eigenschaft nur vorliegen kann, wenn die oben angeführten Bedingungen für das Entstehen einer magnetischen Bindung erfüllt sind. Danach wird Ferromagnetismus nur vorliegen bei Metallverbindungen mit Elektronen der Übergangsguppe des periodischen Systems, bei denen die Elektronen sich in den Atomen auf kreisähnlichen Bahnen von großem Abstand um den Kern bewegen. Und des weiteren muß der Abstand zwischen benachbarten Metallatomen wieder so groß sein, daß das Heisenbergsche Austauschintegral positiv wird.

Der Magnetit weist Spinellstruktur auf. Im Spinellgitter sind die Metallatome auf zwei verschiedene Weisen gebunden. Der größere Teil, und zwar 16 pro Kristalleinheit, befindet sich in Oktaederräumen und der kleinere Teil, das sind 8 pro Einheit, in Tetraederräumen. [4] Es zeigt sich nun, daß man von den besetzten Tetraederräumen in vier Richtungen freie Sicht auf das Metallion des benachbarten Tetraederraumes hat. Dagegen gibt es von einem Metallion im Oktaederraum keine freie Sicht auf ein benachbartes Metallion. Es tragen also im Magnetit nur die Metallatome in den Tetraederräumen zum Ferromagnetismus bei, da nur zwischen ihnen eine magnetische Bindung stattfinden kann. Der Aufbau von Magnetit kann auch als Würfelgitter aufgefaßt werden. Die Sauerstoff-Ionen bilden mit den dreiwertigen Eisenionen (die sich nach der bekannten Oktaederdarstellung im Mittelpunkt von Oktaedern befinden) Würfel. Es sind dann nicht alle Würfecken mit Ionen besetzt, wie Abb. 2a zeigt. Nur die Eisen-Ionen tragenden Würfel haben alle Ecken besetzt (vier mit Eisen-Ionen, vier mit Sauerstoff-Ionen); die anderen, nur Sauerstoff-Ionen tragenden Würfel haben vier freie Ecken. Im Mittelpunkt dieser Würfel (siehe Abb. 2b) befinden sich die zweiwertigen Eisen-Ionen, die im Oktaedergitter tetraedrisch

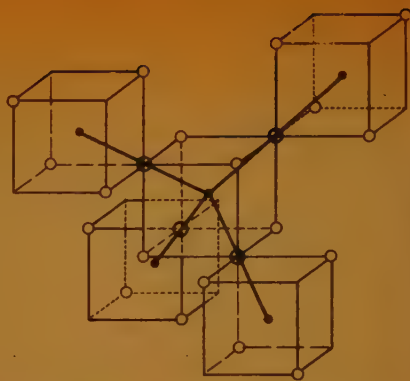
²⁾ Dieses Kapitel bezieht sich auf Ausführungen J. H. Gisol aus dem Jahre 1946, über deren Veröffentlichung dem Verfasser zur Zeit nichts bekannt ist.



a) Aufbau als Würfelgitter, in dem die „tetraedrisch koordinierten“ Eisen-Ionen fehlen.

Abb. 2. Gitteraufbau von Magnetit

○ Sauerstoff ● Eisen-Ionen



b) Die Gitterwürfel aus Aufbau a), in deren Mittelpunkt die „tetraedrisch koordinierten“ Eisen-Ionen sich befinden. Die freien Sichtlinien zwischen diesen Ionen sind eingetragen.

○ Sauerstoff-Ionen ● Eisen-Ionen

zu je vier Sauerstoff-Ionen koordiniert sind. Deutlicher als in der Darstellung als Oktaedergitter erkennt man im Würfelgitter die besondere Lage dieser letzteren Eisen-Ionen. Jedes dieser Eisen-Ionen kann durch die unbesetzten Würfecken die vier benachbarten Eisen-Ionen erblicken, was zu der magnetischen Bindung der „tetraedrisch koordinierten“ Eisen-Ionen führt.

Das gewöhnliche Eisenoxyd α — Fe_2O_3 zeigt eine Kristallstruktur wie Korund. In diesem Gitteraufbau besteht freie Sicht von einem Eisenatom auf zwei benachbarte Eisenatome in der Richtung der hexagonalen Achse. Verbindet man die Eisenatome, die freie Sicht aufeinander haben, so bilden diese lineare Ketten parallel zur hexagonalen Achse. Da α — Fe_2O_3 nicht ferromagnetisch ist, muß man schließen, daß in linearen oder zweidimensionalen Netzwerken von Metallatomen, obwohl diese ein magnetisches Moment aufweisen und auch in einer solchen Entfernung zueinander stehen, daß das Austausch-Integral positiv wird, kein Ferromagnetismus auftritt. Gisolff hat daher als weitere notwendige Bedingung für Ferromagnetismus einer Metallverbindung die Regel aufgestellt: Es müssen die freien Sichtlinien zwischen den Metallatomen ein dreidimensionales Netzwerk bilden.

Dies ist bei Magnetit der Fall. Berechnet man aus dem gemessenen Wert der Sättigungsmagnetisierung J_s die Magnetonenzahl z pro Molekül, so findet man nach der Beziehung

$$J_s = z \cdot \frac{m \cdot N \cdot \gamma}{M} \quad (6)$$

worin

m = Wert des Bohrschen Magnetons

N = Loschmidtsche Zahl, d. i. Anzahl der Moleküle pro Mol. = $0,6088 \cdot 10^{24}$

γ = spez. Gewicht

M = Molekulargewicht

für Magnetit ein $z = 3,9$ ($J_s = 6200$ Gauß, $M = 231,6$ g, $\gamma = 5,18$ g/cm³). Wären alle Eisenionen des Moleküls an der magnetischen Bindung beteiligt, so käme auf ein Eisenatom ein magnetisches Moment von 1,3 B. M. Nimmt

man dagegen an, daß nur die tetraedrisch gebundenen Eisenionen zum Ferromagnetismus beitragen, so beträgt das magnetische Moment pro Eisenatom 3,9 B. M. Der Wert liegt zwischen denen für rein metallische und rein ionogene Bindung. Da die Bindung in den Oxyden sicher nicht rein ionogener Natur und auch nicht metallischer Natur ist, wird wohl eine mittlere Bindungsart zwischen beiden eintreten. Daher ist also der Mittelwert des magnetischen Moments für beide Bindungsarten ein Wert zwischen 3 und 4 B. M. pro Eisenatom in den Oxyden sehr viel wahrscheinlicher als der Wert 1,3, den man findet, wenn man annimmt, daß alle Eisenatome in den Oxyden zur magnetischen Bindung beitragen. Dies wäre eine Bestätigung der theoretischen Überlegungen, wonach nur die in Tetraederräumen befindlichen Eisenatome zur magnetischen Bindung beitragen.

Nun ist weiter bekannt [5], daß beim Austausch des zweiwertigen Eisenions im Magnetit durch einige andere Metallionen, die an sich nicht ferromagnetisch sind, ferromagnetische Ferrite erhalten werden können. Diese Ferrite weisen sämtlich Spinellstruktur auf. Es müssen sich also an den Tetraederstellen Atome befinden, die zum Ferromagnetismus beitragen. Somit müssen bei ferromagnetischen Ferriten die Tetraederstellen ganz oder teilweise von Eisenionen besetzt sein. Das zweite Metall braucht dann zum Ferromagnetismus nicht beizutragen. Sind aber nur teilweise die Tetraederstellen mit Metallionen besetzt, die ferromagnetisch sind, dann wird sich eine Sättigungsmagnetisierung ergeben, die kleiner als die von Magnetit ist. Dies bestätigt sich auch tatsächlich, wie die Werte im folgenden Kapitel zeigen.

V. Die Ferrit-Untersuchung von Snoek aus dem Jahre 1936

Snoek hat schon vor Jahren folgende ferromagnetische Ferrite genauer untersucht [5]:

Ferro-Ferrit	$\text{FeO} - \text{Fe}_2\text{O}_3$
Manganferrit	$\text{Mn}_3\text{O}_4 (\text{Mn}_2\text{O}_3) - \text{Fe}_2\text{O}_3$
Kupferferrit	$\text{CuO} - \text{Fe}_2\text{O}_3$
Nickelferrit	$\text{NiO} - \text{Fe}_2\text{O}_3$
Magnesiumferrit	$\text{MgO} - \text{Fe}_2\text{O}_3$

Insbesondere kam es Snoek darauf an, festzustellen, ob sich bei bestimmten Mischungsverhältnissen und Glühtemperaturen die Oxydkomponenten zu einem homogenen ferromagnetischen Stoff vereinigen. Die Oxydkomponenten wurden in verschiedenen Verhältnissen zueinander gemischt. Das feinpulverisierte Gemisch wurde zu einem Stabkern verpreßt und diese Kerne bei Temperaturen zwischen 1000 und 1300° C in Luft oder Sauerstoff längere Zeit geglüht. Snoek verfolgte zur Feststellung von Homogenität folgende Kennwerte:

1. Die Koerzitivkraft; diese ist bei inhomogenen Stoffen infolge innerer Spannungen hoch.
2. Die Curietemperatur; sie ist bei inhomogenen Stoffen unabhängig von der Zusammensetzung, während sie sich bei Vereinigung der Komponenten zu einem homogenen Körper ändert.
3. Den Entmagnetisierungsfaktor; dieser ist bei Kernen, die aus einem Gemisch von Stoffen, von denen der eine nichtmagnetisch ist, bestehen, größer als der, wie er sich aus der äußeren Kernform eines homogen-ferromagnetischen Stoffes berechnet.

Snoek hat gefunden, daß nur dann Ferromagnetismus vorliegt, wenn der Kernstoff Spinellstruktur aufweist. Er fand weiter, daß die Sättigungsmagnetisierung

ein Maximum erreicht, wenn das Mischungsverhältnis mit der idealen Form des Spinells übereinstimmt. Ferner, daß für dieses ideale Mischverhältnis die Koerzitivkraft und der Entmagnetisierungsfaktor ein scharfes Minimum zeigte. Für dieses Mischungsverhältnis, für das er nach obigen Kriterien Homogenität annimmt, wurden folgende Werte gefunden:

Ferrit-Art	Molar- Anteil von Fe ₂ O ₃ in %	Sättigungs- magnetisie- rung Js/Gauß	Koerzitiv- kraft Hc in Oersted	Curie- Temperatur °C	Spez. Wider- stand ρ Ω · mm ² m
Ferro-Ferrit	50	6200	4	585	100
Manganferrit	70	4520	4	260	5000
Kupferferrit	55	3640	2	420	—
Nickelferrit	70	3000	6	580	—
Magnesiumferrit	65	1820	6	420	50 · 10 ³

Nachdem diese Meßwerte bekanntgegeben waren, ist es eigentlich erstaunlich, daß man diese Ferrite nicht sofort für magnetische Kerne in Bauelementen verwendete. Zwar fehlen in den seinerzeit angegebenen Kenndaten von Snoek gerade die charakteristischsten, die eine Beurteilung der Brauchbarkeit obiger Stoffe für Hochfrequenz-Magnetkerne zulassen, z. B. die Anfangspermeabilität. Aber die Höhe des angegebenen spezifischen Widerstandes hätte dazu anregen müssen, entsprechende Versuche für die Verwendbarkeit der Ferrite an Stelle der bisher üblichen magnetischen Pulverkerne durchzuführen. Es muß angenommen werden, daß Ansätze hierzu auch gemacht worden sind. Daß diese Versuche nicht sogleich zu Erfolgen führten, mag vielleicht damit zusammenhängen, daß ein hoher spezifischer Widerstandswert nur unter gewisser Voraussetzung erreichbar ist. Der spezifische Widerstand hängt einmal stark von dem Vorhandensein kleinster Verunreinigungen ab, wie Snoek schon ausführt, und zum anderen auch von der Art der Glühbehandlung (Snoek verweist bei Nickelferrit auf den starken Einfluß einer Glühung in Sauerstoff).

Aus dem spezifischen Widerstand, wie er sich aus dem gemessenen Widerstandswert an einem größeren Kernstück ergibt, kann auch auf die Homogenität des Kernstoffes geschlossen werden. Bestimmt man die Kernwirbelstromverluste einer Hochfrequenzspule, so sind diese, wenn der Stoff homogen ist, von der Leitfähigkeit des Kernstoffes abhängig. Der Wirbelstrombeiwert ergibt sich für zylindrische Kerne zu [6]:

$$w_p = \frac{\pi^2}{8} \cdot \frac{D^2}{\rho} \cdot \mu_w \quad (7)$$

worin:

D = Durchmesser des Zylinderkernes

μ_w = die wirksame Anfangspermeabilität des Kernes

ρ = der spezifische Widerstand des Kernstoffes.

Stimmt also der makroskopisch an den Ferritkernen ermittelte spezifische

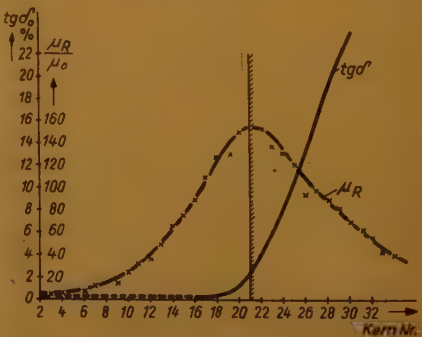


Abb. 3. Ringkern-Permeabilität und Verlustwinkel (extrapoliert auf Spulenstrom $i_{sp} = 0$ für 84 kHz)

Widerstandswert mit dem aus dem Wirbelstrombeiwert ermittelten überein, dann ist der Kernstoff homogen. Auf diese Nachprüfung soll im folgenden Abschnitt noch näher eingegangen werden.

VI. Untersuchung einer Ferritkernreihe der Hescho

In Deutschland hat als erste die Keramikfirma Hescho (Hermsdorf/Thüringen) Hochfrequenz-Magnetkerne aus Ferriten auf den Markt gebracht³⁾. Dem Verfasser wurde von dieser Firma eine Versuchs-Ringkernreihe für eigene Untersuchungen zur Verfügung gestellt. Diese Versuchsreihe ist eine der vielen, die bei der Firma Hescho während der Entwicklung ihrer Ferritkerne hergestellt wurde. Die an ihr gemessenen Werte geben den letzterreichten Entwicklungsstand an Manifer nicht wieder. Jedoch lassen sich an Hand dieser Werte die Anwendungsgebiete für Ferritkerne in Bauelementen der Nachrichtentechnik schon klar erkennen. Alle Kerne dieser Reihe sind nach dem gleichen Herstellungsverfahren gefertigt worden. Sie bestehen aus den Oxydkomponenten Mn_3O_4 und Fe_2O_3 . Die Kerne unterscheiden sich nur durch das Anteilverhältnis der beiden Oxydkomponenten. In den Abbildungen 3, 4 und 5 sind die Anteilverhältnisse als Kernnummern angeführt. Die den Kernnummern entsprechenden Anteilverhältnisse gibt, soweit dem Verfasser bekannt, die untenstehende Tabelle wieder. Mit wachsender Kernnummer nimmt der Anteil von Manganoxyd zu.

Aus den gemessenen Induktivitätswerten bei sehr kleiner Feldstärke ergaben sich die in Abb. 3 aufgezeichneten Permeabilitätswerte, die praktisch als Anfangspermeabilität angesehen werden können. Aus diesen Werten ist zu entnehmen, daß man den mit magnetischen Pulverkernen bisher erreichten Höchstwert (etwa $130 \mu_0$; magnetische Pulverkernstoffe aus Permalloy 72% Ni + 28% Fe oder Sendust 10 % Si + 6% Al + 84% Fe [7]) sogar schon überschritten hat.

Welche der Zusammensetzungen sich für Kerne in Bauelementen der Hochfrequenztechnik überhaupt eignen, läßt sich nur aus dem Verlustwinkel

und den daraus ermittelten Verlustbeiwerten der Kerne ansehen. Der Verlustwinkel wurde aus dem an einer Differentialmeßbrücke [9] ermittelten Wirkwiderstand, der in Reihemit der Spuleninduktivität liegend zu denken ist, berechnet. Nach Abzug des Gleichstromwiderstandes der Spulenwicklung wurde der Verlustwiderstand, der bei zwei verschiedenen Stromstärken gemessen worden war, auf die Stromstärke $i_{sp} = 0$ extrapoliert, wobei die Annahme linearer Abhängigkeit des Hystereseverlustwiderstandes von der Feldstärke zu Grunde gelegt wurde. Ob diese Annahme, die nur bei Vor-

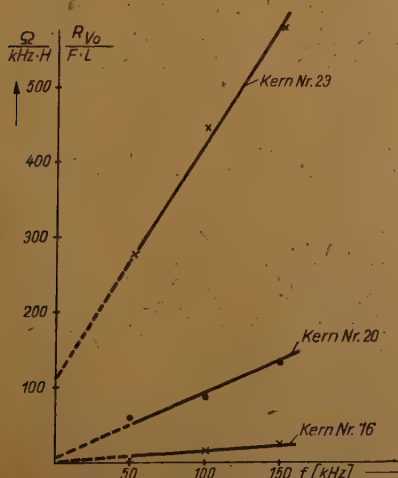


Abb. 4. Verlustwinkel für $i_{sp} = 0$ in Abhängigkeit von der Frequenz

³⁾ Diese Kerne, die als Schraub- und Topfkern in den Abmessungen nach DIN 41290 und 41287 hergestellt werden, haben sich unter der Markenbezeichnung „Manifer“ eingeführt.

liegen idealer Rayleigh-Schleifen stimmt, hier voll berechtigt ist, müßte noch genauer geprüft werden. Die Kerne waren einlagig bewickelt, und zwar mit einer Litze aus solch dünnen Einzeldrähten, daß der Kupferwirbelstromverlust der Wicklung vernachlässigbar klein war. Das Ergebnis der Messung ist auf Abb. 3 zu ersehen. Es zeigte sich der überraschende Befund, daß der Verlustwinkel mit wachsendem Manganoxydgehalt auch dann noch stark ansteigt, nachdem der Permeabilitätswert längst sein Maximum überschritten hat.

Welcher Art sind nun diese Verluste? In Abb. 4 ist für die Kernsorten 16, 20 und 23 die Abhängigkeit des Verlustwinkels von der Frequenz aufgetragen. Sieht man den linear mit der Frequenz ansteigenden Anteil des Verlustwinkels als Wirbelstromverlust an, wie dies nach dem bekannten Verfahren der Verlusttrennung nach Jordan [8] üblich ist, so ergeben sich die Wirbelstromwerte w , die in Abb. 5 aufgetragen sind. (Nach Jordan [8] gliedert sich der Anteil des Verlustwinkels von Magnetkernspulen, der auf Eisenverluste zurückzuführen ist, in die 3 Komponenten auf: Wirbelstromverlustanteil $w \cdot f$, Hystereseverlustanteil $h \cdot H$, wo H die Spulenfeldstärke bedeutet, und den sogenannten „Jordanischen Nachwirkungsverlustanteil“ n). Vergleicht man nun diese Wirbelstrombeiwerte mit denen, die sich aus der Beziehung (7) errechnen, wenn man für die jeweilige Zusammensetzung den gemessenen Permeabilitätswert aus Abb. 3 und den in untenstehender Tabelle angegebenen spezifischen Widerstandswert einsetzt, dann ergibt sich nur für die Zusammensetzungen bis Nr. 16 eine befriedigende Übereinstimmung. So errechnet sich für den Kernstoff Nr. 15 mit einem

$$\mu_R = 77 \mu_0, \rho = 0,9 \cdot 10^6 \frac{\Omega \text{ mm}^3}{\text{cm}}$$

von 10 mm ein Wirbelstrombeiwert $w = 0,015 \mu\text{s}$; gemessen wurde etwa $0,01 \mu\text{s}$. Mit wachsendem Manganoxydgehalt nimmt w stark zu, jedoch nimmt der makroskopisch gemessene spezifische Widerstand wider Erwarten nicht ab, sondern steigt ebenfalls rasch an. Wenn bei den Kernzusammensetzungen über Nr. 16 Wirbelstromverluste tatsächlich auftreten sollten, dann kann man sich das so erklären, daß diese Stoffe nicht mehr homogen in ihrer Leitfähigkeit sind. Man muß dann annehmen, daß sich ähnlich wie bei den magnetischen Pulverkernen Wirbelströme in kleineren Bezirken, die eine gute Leitfähigkeit besitzen, verlaufen, und daß diese Teilgebiete durch schlechter leitende Randschichten voneinander getrennt sind. Mit wachsendem Manganengehalt müßten sich die leitenden Bezirke vergrößern oder ihre Leitfähigkeit verbessern und die Leitfähigkeit der trennenden Randschichten verringern. So könnte der Anstieg des Wirbelstrombeiwertes und des p -Wertes mit wachsendem Manganoxydgehalt verstanden werden. Auch könnte man daran denken, daß der Anstieg auf Wirbelströme über dem gesamten Kernquerschnitt beruht, die infolge der dielektrischen Eigenschaften des Kernes entstehen, und die allerdings nur dann zu merklichen Verlusten führen, wenn der Kernstoff eine besonders hohe Dielektrizitätskonstante und einen großen dielektrischen Verlustwinkel aufweist. Der Verlustwinkel, der auf diese Ursache zurückzuführen ist, steigt mit dem Quadrat der Frequenz an [6*]). Snoek nimmt neuerdings an [11], daß ein großer Verlustwinkel bei Ferritkernen keineswegs den Wirbelströmen zugeschrieben werden kann, sondern auf Nachwirkungserscheinungen beruht. Nachwirkungsverluste führt man darauf zurück, daß die Induktion einer Feldänderung nicht trägeheitslos erfolgt [10]. Aus den vorliegenden Unter-

*) Diese Verlustart wirkt sich allenfalls bei höheren Frequenzen aus und dürfte auf die hier diskutierten Meßwerte ohne Einfluß sein.

Abb. 5. Wirbelstrombelwert
und spezifischer Widerstand

suchungsergebnissen konnte nicht geschlossen werden, daß der starke Anstieg des Verlustwinkels, der sich beim Überschreiten eines bestimmten Manganoxydgehaltes zeigt, allein von Nachwirkungseffekten herrührt. Es dürfte noch einige Forschungsarbeit zu leisten sein, um die Ursache der Verluste in Ferritkernen klarer zu erkennen.

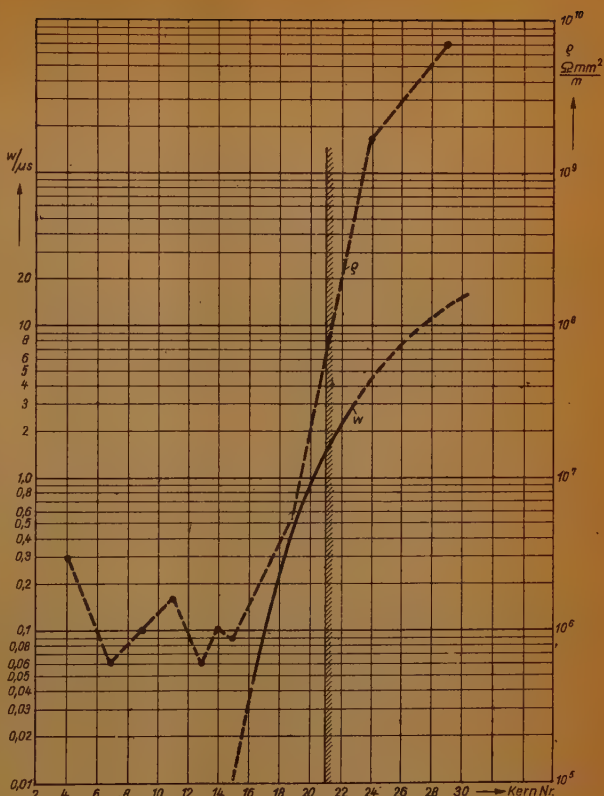
Es sei nur noch darauf hingewiesen, daß die Schnittpunkte der Verlustwinkelkurven mit der Ordinate auf Abb. 4 bei dem gewählten Maßstab den „Jordan-schen Nachwirkungsbeiwert“ n in der üblichen Einheit (‰) ergeben. Die n -Werte

bis zum Permeabilitätsmaximum liegen in den gleichen Größen, die auch bei den magnetischen Pulverkernen erreicht wurden.

Vergleicht man die Größe der gemessenen Verlustwinkel mit denen von magnetischen Pulverkernstoffen gleicher Permeabilität, so ergibt sich, daß der Verlustwinkel dieser Ferritkerne nur einen Bruchteil von dem Wert des bisher verwendeten Kernstoffes beträgt. Die folgende Tabelle gibt Werte für übliche Pulverkernstoffe zum Vergleich mit den Ferritkernwerten in Abb. 3 an.

Pulverkernstoffe aus	$\frac{\mu_R}{\mu_0}$	$\frac{w}{\mu s}$	$\frac{n}{\text{‰}}$	$\text{tg } \delta_0 / \%$ für 84 kHz
Karboneisen	50	0,1	6	0,25
Karboneisen	70	0,2	14	0,5
Sendust	70	0,5	10	0,8
Permalloy	100	1,5	8	2

Nach Abschluß dieser Arbeit sind dem Verfasser neue Veröffentlichungen [11] von Mitarbeitern der Firma Philips/Eindhoven (Holland) zur Kenntnis ge-



kommen, aus denen hervorgeht, daß in den letzten Jahren dort eifrig an der Entwicklung ferromagnetischer Ferrite gearbeitet wurde. So sind bei Philips große Erfolge mit besonderen Mischferriten wie Kupferzinkferrit, Magnesiumzinkferrit, Manganzinkferrit und Nickelzinkferrit erzielt worden⁴⁾. Mit letzterem wurde schon eine Anfangspermeabilität $\mu_a = 4000 \mu_0$ erreicht. Somit wird es jetzt auch möglich werden, die Weicheisenband- und Blechkernwerkstoffe nach DIN 41301, wie sie für Übertrager der Nachrichtentechnik festgelegt sind, durch massive Kerne zu ersetzen.

VII. Die Anwendungsmöglichkeiten von Ferritkernen

Wie schon oben betont, zeigt die durchgemessene Kernreihe, daß es möglich ist, die bisher verwendeten magnetischen Pulverkerne, wie sie in Bauelementen der Nachrichtentechnik und insbesondere seit 15 Jahren in solchen der Hochfrequenztechnik in großen Stückzahlen für Filter und Schwingkreise angewendet werden, durch Ferritkerne vorteilhaft zu ersetzen. Gerade die kleinen Wirbelstromverluste wirken sich ganz besonders günstig aus; infolgedessen ist es möglich, jetzt höherpermeable Kerne im Hochfrequenzgebiet zu verwenden und dadurch entweder die Güte von Spulen zu steigern oder den Bauelementen noch kleinere Abmessungen, als sie heute aufweisen, zu geben.

Weitere Vorteile gegenüber magnetischen Pulverkernen ergeben sich aus der leichteren Formbarkeit der Ferrite. So ist es möglich, aus ihnen lange dünne Zylinderkerne herzustellen, die hochpermeabel genug und verlustarm zugleich sind, so daß es jetzt endlich möglich werden wird, in weiten Grenzen veränderbare Induktivitäten (sogenannte Variometer) durch Einschieben eines Kernes in eine langgestreckte Zylinderspule zu entwickeln, die in Rundfunkgeräten an Stelle des Drehkondensators als einfachere und besonders wirtschaftliche Abstimmittel in Hochfrequenzkreisen dienen können. Des weiteren wirkt sich eine Eigenschaft der Ferrite besonders günstig aus. Es läßt sich aus bekannten Beziehungen ableiten, daß für Anordnungen, bei denen die Permeabilität durch Überlagerung eines stärkeren Magnetfeldes geändert werden soll, wie dies z. B. bei dem eingangs erwähnten Magnetvariometer der Fall ist, magnetische Stoffe mit möglichst kleiner Sättigungsmagnetisierung verwendet werden müssen⁵⁾. Nun zeichnen sich gerade die Ferrite durch besonders kleine Sättigungswerte vor den metallisch leitenden Ferromagnetika aus. Mit ihnen wird es also erst möglich werden, durch Vormagnetisierung fernabstimbare Variometer mit hoher Güte für Hochfrequenzsender und -empfänger zu entwickeln. Andererseits lassen es die niedrigen Sättigungswerte der Ferrite allerdings nicht zu, daß diese als Kerne in Störschutzdrosseln, die seit einiger Zeit mit besonders kleinen Abmessungen durch Verwenden eines Eisen-Pulverkernes entwickelt worden sind [12], verwendet werden können. Denn die hohe Gleichstrommagnetisierung, der diese Spulen im Betriebsfall unterworfen sind, würde die Induktivität praktisch auf den Wert der reinen Luftspule vermindern.

Ein weiterer Vorteil für die Anwendung von Ferritkernen an Stelle von magnetischen Pulverkernen ist in ihrem geringen spezifischen Gewicht zu sehen. Während hochpermeable Pulverkernstoffe einen spezifischen Gewichtswert von über 7 g/cm^3 aufweisen, wurde bei Ferritkernen gleicher Permeabilität ein

⁴⁾ Philips Bezeichnung für seine Ferritkernsorten: „Ferroxcube“.

⁵⁾ Auf diese Zusammenhänge soll an anderer Stelle näher eingegangen werden.

Tabelle

Kern-Nr.	Molare Zusammensetzung	spez. Widerstand in $\frac{\Omega \text{ mm}^2}{\text{m}}$	Kern-Nr.	Molare Zusammensetzung	spez. Widerstand in $\frac{\Omega \text{ mm}^2}{\text{m}}$
2	$\text{Mn}_3\text{O}_4 \cdot 128,190 \text{ Fe}_2\text{O}_3$	—	15	$\text{Mn}_3\text{O}_4 \cdot 6,132 \text{ Fe}_2\text{O}_3$	$0,9 \cdot 10^6$
3	$\text{Mn}_3\text{O}_4 \cdot 72,170 \text{ Fe}_2\text{O}_3$	—	16	$\text{Mn}_3\text{O}_4 \cdot 5,568 \text{ Fe}_2\text{O}_3$	—
4	$\text{Mn}_3\text{O}_4 \cdot 38,370 \text{ Fe}_2\text{O}_3$	$3 \cdot 10^6$	17	$\text{Mn}_3\text{O}_4 \cdot 5,071 \text{ Fe}_2\text{O}_3$	—
5	$\text{Mn}_3\text{O}_4 \cdot 26,790 \text{ Fe}_2\text{O}_3$	—	18	$\text{Mn}_3\text{O}_4 \cdot 4,572 \text{ Fe}_2\text{O}_3$	—
6	$\text{Mn}_3\text{O}_4 \cdot 20,99 \text{ Fe}_2\text{O}_3$	—	19	$\text{Mn}_3\text{O}_4 \cdot 4,208 \text{ Fe}_2\text{O}_3$	$5,5 \cdot 10^6$
7	$\text{Mn}_3\text{O}_4 \cdot 17,151 \text{ Fe}_2\text{O}_3$	$0,6 \cdot 10^6$	20	$\text{Mn}_3\text{O}_4 \cdot 3,899 \text{ Fe}_2\text{O}_3$	—
8	$\text{Mn}_3\text{O}_4 \cdot 14,439 \text{ Fe}_2\text{O}_3$	—	21	$\text{Mn}_3\text{O}_4 \cdot 3,645 \text{ Fe}_2\text{O}_3$	—
9	$\text{Mn}_3\text{O}_4 \cdot 12,040 \text{ Fe}_2\text{O}_3$	$1,0 \cdot 10^6$	22	$\text{Mn}_3\text{O}_4 \cdot 3,369 \text{ Fe}_2\text{O}_3$	—
10	$\text{Mn}_3\text{O}_4 \cdot 10,795 \text{ Fe}_2\text{O}_3$	—	23	$\text{Mn}_3\text{O}_4 \cdot 3,120 \text{ Fe}_2\text{O}_3$	—
11	$\text{Mn}_3\text{O}_4 \cdot 9,429 \text{ Fe}_2\text{O}_3$	$1,5 \cdot 10^6$	24	$\text{Mn}_3\text{O}_4 \cdot 2,896 \text{ Fe}_2\text{O}_3$	$1600 \cdot 10^6$
12	$\text{Mn}_3\text{O}_4 \cdot 8,466 \text{ Fe}_2\text{O}_3$	—	25	$\text{Mn}_3\text{O}_4 \cdot 2,688 \text{ Fe}_2\text{O}_3$	—
13	$\text{Mn}_3\text{O}_4 \cdot 7,503 \text{ Fe}_2\text{O}_3$	$0,6 \cdot 10^6$	29	—	$7000 \cdot 10^6$
14	$\text{Mn}_3\text{O}_4 \cdot 6,759 \text{ Fe}_2\text{O}_3$	$1,0 \cdot 10^6$			

Wert $< 4 \text{ g/cm}^3$ festgestellt. Dieser Vorteil würde sich bei der Verwendung von Ferritkernen in Rahmenantennen [15] stark auswirken.

Als ein besonders wichtiges Anwendungsgebiet der magnetischen Pulverkerne ist ihre Verwendung für Belastungsspulen (Pupinspulen) im Fernsprechkabel anzusehen. Ist doch für diesen Verwendungszweck vor mehr als 25 Jahren der magnetische Pulverkern überhaupt erst entwickelt worden [13]. Wie weit die Ferritkerne sich für diese Pupinspulen verwenden lassen, läßt sich aus den oben angeführten magnetischen Kenndaten allein nicht übersehen. Diese Spulen, die neuerdings sogar in Trägerfrequenzkabeln bis 60 kHz Betriebsfrequenz eingesetzt wurden, verlangen neben geringem Verlustwiderstand, den die Ferrite auch hier garantieren würden, hinreichend kleine nichtlineare Verzerrungen, für die der Hysteresebeiwert h ein Maß abgibt [14]. (Orientierende Messungen ergaben für die Ferrit-Kernart mit einer Permeabilität von etwa $90 \mu_0$ einen h -Wert von etwa 100 cm/kA ; ein Wert, wie er auch bei magnetischen Pulverkernen gleicher Permeabilität beobachtet wird [8].) Daneben ist noch die sogenannte magnetische Instabilität, worunter die Permeabilitätsänderung nach starker Gleichstrommagnetisierung verstanden wird, bei Pupinspulen besonders wichtig. Dieser Einfluß ist bisher nicht untersucht worden, daher kann über die Eignung von Ferritkernen für Pupinspulen noch nichts ausgesagt werden. Es ist sogar denkbar, daß sich aus Ferriten dünnwandige hochpermeable Röhren machen lassen, die als Umhüllung von Kabeladern deren Induktivität genügend stark erhöhen, so daß an Stelle der inhomogenen Pupin-Fernsprechkabel dämpfungsarme homogene Kabel, sogenannte Krarupkabel, allgemein eingeführt werden könnten. Für viele Anwendungsfälle spielt die Permeabilitätskonstanz eine entscheidende Rolle. Solange derartige Untersuchungen noch nicht durchgeführt sind, bleibt die Anwendungsmöglichkeit der Ferrite hier offen. Es steht aber zu hoffen, daß bei der Weiterentwicklung der Ferrite zwecks Anwendung als Kerne in Bauelementen der Nachrichtentechnik alle diese Fragen eine befriedigende Lösung finden, so daß ganz allgemein die Anwendung magnetischer Ferrite zu großen Fortschritten in der gesamten Nachrichtentechnik führen wird.

VIII. Zusammenfassung

Die Verwendbarkeit metallisch leitender ferromagnetischer Stoffe ist nach hohen Frequenzen hin begrenzt, da auftretende Wirbelströme sich ungünstig auf die elektrischen Eigenschaften von Bauelementen, in denen diese Stoffe für Magnetkerne eingesetzt sind, auswirken. Theoretische Überlegungen führen dazu, daß Metallverbindungen mit Halbleitereigenschaften unter gewissen Voraussetzungen ferromagnetisch sein können. Die magnetische Bindung als Ursache des Ferromagnetismus wird am Gitteraufbau von Ferriten, Verbindungen eines zweiwertigen Metalloxydes mit Fe_2O_3 , erklärt. Die magnetischen und elektrischen Eigenschaften einiger Ferrite, wie sie schon vor über 10 Jahren von J. L. Snoek veröffentlicht wurden, lassen auf ihre Verwendbarkeit als Kernstoff für Bauelemente der Nachrichtentechnik schließen. Eine diesbezügliche Untersuchung, die an einer von der Firma Hescho (Hermsdorf/Thüringen) hergestellten Kernreihe aus Manganferrit durchgeführt wurde, sowie neuerdings veröffentlichte Arbeiten von Mitarbeitern der Firma Philips (Eindhoven/Holland) lassen erkennen, daß solche magnetischen Stoffe mit besonderem Vorteil an der Stelle der bisher allgemein benutzten magnetischen Pulverkerne verwendet werden können.

Zum Schluß spreche ich der Firma Hescho, insbesondere Herrn J. Möllers, dem Leiter der Entwicklung der Manifer-Kernstoffe, für die freundliche Überlassung der Manifermuster und die Bereitwilligkeit zur Veröffentlichung der gemessenen Kenndaten meinen allerherzlichsten Dank aus.

IX. Schrifttum

- [1] K. Küpfmüller: Theoretische Elektrotechnik, Berlin 1939, S. 211—225.
- [2] Elektrotechnik 1 (1947), S. 80.
- [3] G. Mie: Lehrbuch der Elektrizität und des Magnetismus, Stuttgart (1941), S. 488.
- [4] Schleede & Schneider: Röntgenspektroskopie und Kristallstruktur. 2. Bd., Berlin-Leipzig 1929, S. 279, 280 sowie E. Verwey, P. Haayman und E. Heilman, Philips Techn. Rundschau 9 (1947), S. 186.
- [5] J. L. Snoek: Physica 3 (1936), S. 463.
- [6] M. Kornetzki und A. Weis: Wiss. Veröff. Siemens-Werke XV (1936), S. 104.
- [7] G. Kießling und O. Ludl, Elektrotechn. Zeitschr. 63 (1942), S. 413.
- [8] H. Jordan: Elektr. Nachr.-Techn. 1 (1924), S. 7 sowie A. Weis, Arch. Techn. Mess. (A.T.M.) 1935, Blatt Z 911—5.
- [9] H. Nottebrock und A. Weis: Hochfr.-Techn. u. Elektroak. 47 (1936), Heft 3.
- [10] Becker-Doering, Ferromagnetismus, Berlin 1939, S. 242...267.
- [11] J. L. Snoek: Philips Techn. Rundschau 8 (1946) S. 353 sowie J. L. Snoek: New Developments in Ferromagnetic Materials New-York—Amsterdam 1947, S. 68.
- [12] W. Patzschke: Elektrotechn. Z. 65 (1944), S. 15 und DIN-E-Blätter 41260 und 41261.
- [13] F. Hörning: Die Entwicklung der Pupinspulen aus „Das Fernsprechen im Weitverkehr“ Berlin 1923.
- [14] W. Deutschman: Elektr. Nachr.-Techn. 6 (1929), S. 82.
- [15] M. Kornetzki: Siemens-Zeitschr., Bd. 22, Heft 4, S. 131, sowie A. Weis, Ausgewählte Fragen über Theorie und Technik von Antennen, Heft 1, S. 189. Zentrale für wissenschaftliches Berichtswesen, Berlin-Adlershof (1943).

Die Eigenschaften von ZF-Verstärker-Netzwerken

Einleitung

In der Hochfrequenztechnik verwendet man für die Übertragung von Frequenzbändern Netzwerke, die den gewünschten Frequenzbereich durchlassen, den nicht gewünschten jedoch sperren. Ihre Art hängt zunächst davon ab, an welcher Stelle des Übertragungsweges sie sich befinden (z. B. unmittelbar hinter der Antenne, vor dem ZF-Verstärker, im ZF-Verstärker selbst oder an irgend einer anderen Stelle des Übertragungsweges).

Im vorliegenden Bericht sollen Netzwerke in ZF-Verstärkern betrachtet werden. Der ZF-Verstärker hat im allgemeinen zwei Aufgaben zu erfüllen:

1. die Verstärkung,
2. die Selektion.

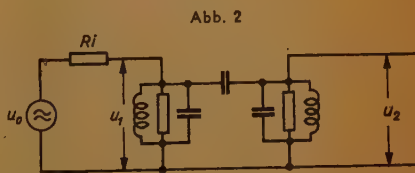
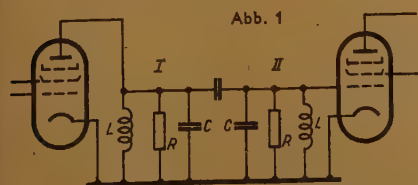
Damit sind die Bausteine des ZF-Verstärkers gegeben: die Röhren und die Netzwerke. Daß letzteren nicht nur die Aufgabe der Selektion zufällt, sondern daß sie außerdem auch die Verstärkung mitbestimmen, ist ausschlaggebend für ihre Berechnung. Diese Tatsache und die näherungsweise Berücksichtigung der ohmschen Verluste unterscheidet die Theorie dieser Netzwerke von der Vierpol-Theorie.

Beim Vergleich beider ergibt sich folgendes:

In der Vierpol-Theorie geht man von einem zwischen Generator- und Verbraucherwiderstand liegenden, in der Regel verlustfreien Vierpol aus, während bei den ZF-Verstärkerschaltungen Generator- und Verbraucherwiderstand sehr groß und die Schaltelemente verlustbehaftet sind.

An einem einfachen Beispiel soll der Zusammenhang zwischen beiden Theorien gezeigt werden:

Wir betrachten ein zweikreisiges kapazitiv gekoppeltes symmetrisches Bandfilter nach Abb. 1.



Die Schwingkreise I und II sollen beide die Verlustwiderstände R enthalten. Die Koppelkapazität C_{12} sei verlustfrei angenommen, was ohne weiteres mit guter Näherung erfüllt werden kann. Das Ersatzbild dieser Schaltung zeigt Abb. 2. Für die Pentode mit hohem Innenwiderstand ist $R_1 > R$. Durch Umformung erhält man einen verlustfreien Vierpol, der auf beiden Seiten mit R abgeschlossen ist (Abb. 3).

Während für die verlustfreien Vierpole eine systematische Theorie entwickelt wurde (durch Arbeiten von W. Cauer, H. Piloty, W. Brandt, O. Brune u. a.) [1], gibt es bis jetzt keine für die Siebschaltungen in ZF-Verstärkern. Dies hat z. T. seinen Grund darin, daß es wegen der Einbeziehung der Verluste und der technischen Einschränkungen dieser Verstärkerschaltungen Schwierigkeiten macht, eine systematische Lösungsmethode für vorgegebene Betriebseigenschaften zu finden.

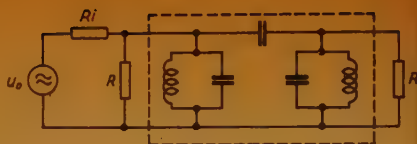


Abb. 3

Eine von den gegebenen Schaltungen ausgehende Theorie wurde von R. Feldtkeller [2, 3] entwickelt. Man kann aber auch für die Netzwerke in ZF-Verstärkern als verlustfrei angenommene Vierpole, die beiderseitig mit ihrem Wellenwiderstand abgeschlossen sind, verwenden. Dabei erhält man für den Nachteil der geringeren Verstärkung den Vorteil der besseren Selektion und der besseren Ausnutzung des Verstärkers.

Um die Übersichtlichkeit der Darstellung zu gewährleisten, ist zum größten Teil dort auf die Ableitung der Beziehungen verzichtet worden, wo sie in der benötigten Form der Literatur entnommen werden konnte. Die dort übliche Einschränkung für kleine relative Bandbreiten ($\Delta f/f_0 < 1$) bildet auch hierbei die Grundlage für die vereinfachte Darstellung der Beziehungen. Ihr Vorteil liegt in der technisch brauchbaren Form der Ergebnisse.

Die verschiedenen Typen

Wir wollen eine Reihe von Möglichkeiten bei der Wahl der selektiven Abstimmungsmittel in ZF-Verstärkern zusammenstellen. Sie erhebt keinen Anspruch auf Vollständigkeit. Wir werden die gebräuchlichsten Schaltungen, interessante Sonderfälle und einige Beispiele herausgreifen und dabei die verschiedenen Typen bezüglich ihrer Verstärkung und Selektion miteinander vergleichen. Ihre schaltungsmäßige Bemessung wird an dieser Stelle nicht angegeben. Es liegt hierüber genügend Literatur vor.

1. Der Widerstandsverstärker

Beginnen wir mit der einfachsten Schaltung, dem Widerstandsverstärker. Als Außenwiderstand der Verstärkerröhre erhalten wir die Ersatzschaltung nach Abb. 4:



Abb. 4

- $C = C_a + C_e + C_s + C_z$
 C_a = Röhrenauskapazität
 C_e = Röhreneingangskapazität
 C_s = Schaltkapazitäten
 C_z = Zusatzkapazität



Abb. 5

Der Außenwiderstand hat den Betrag:

$$R_a = \frac{1}{\sqrt{\omega^2 C^2 + 1/R^2}} \quad (1)$$

Die Verstärkung einer Pentode mit hohem Innenwiderstand ($R_i \gg R_a$) ist:

$$V_1 = S \cdot R_a \quad (2)$$

Damit ergibt sich für die Verstärkung des einstufigen Widerstandsverstärkers:

$$V_1 = \frac{S}{\sqrt{\omega^2 C^2 + 1/R^2}} \quad (3)$$

Die relative Bandbreite (Definition: $\frac{1}{\sqrt{2}}$ facher Maximalwert), bezogen auf die untere Grenzfrequenz, wird:

$$\frac{\Delta \omega}{\omega_{-1}} = \sqrt{2 + \frac{1}{R^2 \omega_{-1}^2 C^2}} - 1 \quad (4)$$

Dieser Wert ist beim Widerstandsverstärker einfacher zu bilden, da die Durchlaßkurve nicht symmetrisch zur Bandmitte liegt, wie bei den meisten Verstärker-Siebschaltungen mit Resonanzkreisen.

Allgemein ergibt sich aus der auf die untere Grenzfrequenz bezogenen relativen Bandbreite die auf die Bandbreite bezogene relative Bandbreite aus:

$$\frac{\Delta \omega}{\omega_0} = \frac{2 \frac{\Delta \omega}{\omega_{-1}}}{\frac{\Delta \omega}{\omega_{-1}} + 2} \quad (5)$$

Durch Einsetzen von (4) in (5) erhält man:

$$\frac{\Delta \omega}{\omega_0} = \frac{2 \sqrt{2 + \frac{1}{R^2 \omega_{-1}^2 C^2}} - 2}{\sqrt{2 + \frac{1}{R^2 \omega_{-1}^2 C^2}} + 1} \quad (6)$$

betrachten wir die Verstärkung als Funktion der relativen auf die Bandmitte Bezogenen Bandbreite, dann ergibt sich:

$$\frac{\Delta \omega}{\omega_0} = \frac{2}{1 + \frac{2}{\frac{\Delta \omega}{\omega_{-1}}}} \quad (7)$$

Wir führen ein:

$$a = \frac{\Delta \omega}{\omega_0} \quad (8)$$

aus (4) ergibt sich für

$$a = \frac{2}{1 + \frac{2}{\sqrt{2 + \frac{1}{R^2 \omega_{-1}^2 C^2}} - 1}} \quad (9)$$

Hieraus errechnen wir $\frac{1}{R^2}$:

$$1/R^2 = \omega_{-1}^2 C^2 \left(\frac{2a}{2-a} + 1 \right)^2 - 2 \omega_{-1}^2 C^2 \quad (10)$$

Diesen Wert setzen wir in die Gleichung (1) ein und erhalten:

$$R_a = \frac{1}{\omega_{-1} C \sqrt{\left(\frac{2a}{2-a} + 1 \right)^2 - 1}} \quad (11)$$

Die Verstärkung wird dann:

$$V_1 = S \cdot R_a = \frac{S}{\omega_{-1} C \sqrt{\left(\frac{2a}{2-a} + 1 \right)^2 - 1}} \quad (12)$$

Die höchste Verstärkung, die die Schaltung bringen kann, entsteht, wenn $R > 1/\omega C$. Hierfür ist

$$R_a = \frac{1}{\omega C} \quad (13)$$

und

$$V_1 = \frac{S}{\omega C} \quad (14)$$

Die Verstärkung sinkt linear mit wachsender Frequenz. Die Selektion der Schaltung ist schlecht. Für diesen Fall ist die relative Bandbreite

$$a = \frac{\Delta \omega}{\omega_0} = 0,34 \quad (15)$$

Für den aus n gleichen Stufen aufgebauten Widerstandsverstärker ist:

$$V_n = \frac{S^n}{\sqrt{1/R^2 + \omega^2 C^2}^n} \quad (16)$$

Hieraus wird

$$\frac{\Delta \omega}{\omega_{-1}} = \sqrt[n]{\sqrt{2 + \frac{\sqrt{2-1}}{R^2 \omega_{-1}^2 C^2}} - 1} \quad (17)$$

und

$$a_n = \left(\frac{\Delta \omega}{\omega_0} \right)_n = \frac{2 \sqrt[n]{2 + \frac{\sqrt{2-1}}{R^2 \omega_{-1}^2 C^2}} - 2}{\sqrt[n]{2 + \frac{\sqrt{2-1}}{R^2 \omega_{-1}^2 C^2}} + 1} \quad (18)$$

Aus (9) und (17) erhält man:

$$a_n = \frac{2}{1 + \frac{2}{\sqrt[n]{2} + \frac{\sqrt[n]{2}-1}{R^2 \omega_{-1}^2 C^2}} - 1}} \quad (19)$$

Wir errechnen wieder $1/R^2$

$$\frac{1}{R^2} = \omega_{-1}^2 C^2 \frac{\left(1 + \frac{2 \cdot a_n}{2 - a_n}\right)^2 - \sqrt[n]{2}}{\sqrt[n]{2} - 1} \quad (20)$$

Dies in (16) eingesetzt ergibt:

$$V_n = \left(\frac{S}{\omega_{-1} C}\right)^n \cdot \frac{1}{\sqrt[n]{\frac{(1 + 2 a_n / (2 - a_n))^2 - 1}{\sqrt[n]{2} - 1}}} \quad (21)$$

Für den Fall $R \gg \frac{1}{\omega C}$ ergibt sich:

$$V_n = \left(\frac{S}{\omega C}\right)^n \quad (22)$$

Hieraus wird

$$a_n = \left(\frac{\Delta \omega}{\omega_0}\right)^n = \frac{2 \sqrt[n]{2} - 2}{2 \sqrt[n]{2} + 1} \quad (23)$$

2. Der Einzelkreisverstärker

Der Resonanzwiderstand eines Parallelschwingkreises nach Abb. 5 ist:

$$R_{\text{res}} = \frac{1}{\Delta \omega \cdot C} \quad (24)$$

Hierbei ist

$$C = C_a + C_e + C_B + C_L + C_Z$$

$C_L = \text{Spulenkapazität}$

Der Resonanzwiderstand ist umgekehrt proportional der absoluten Bandbreite. Die Verstärkung einer Stufe ist:

$$V_1 = \frac{S}{\Delta \omega \cdot C} \quad (25)$$

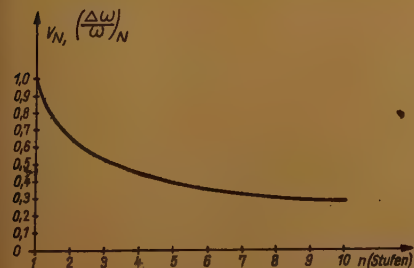


Abb. 6. Normierte Verstärkung eines n-stufigen Verstärkers als Funktion der Stufenzahl und normierte Bandbreite als Funktion der Stufenzahl

a) Verstärker mit nicht verstimmtten Kreisen.

Schaltet man n solcher, auf die gleiche Frequenz abgestimmte, durch Röhren entkoppelte Kreise hintereinander, dann ergibt sich für den zulässigen Verstärkungsabfall an der Grenzfrequenz pro Kreis, wenn man für den Gesamtverstärker wieder $\frac{1}{\sqrt{2}}$ zuläßt $\frac{1}{\sqrt{2}}$

Die Verstärkung über den Gesamtverstärker ist dann:

$$V_n = V_1^n \left(\sqrt{\frac{n}{2} - 1} \right)^n \quad (26)$$

$\Delta \omega$ ist hierbei die absolute Bandbreite des Gesamtverstärkers. Die normierte Verstärkung ist

$$V_N = \sqrt[n]{\frac{V_n}{V_1^n}} = \sqrt[n]{\frac{n}{2} - 1} \quad (27)$$

Abb. 6 zeigt diese Größe als Funktion der Stufenzahl.

Umgekehrt ergibt sich für den Gesamtverstärker eine Bandbreite, wenn man für den Einzelkreis einen Abfall von $\frac{1}{\sqrt{2}}$ zuläßt, von

$$\left(\frac{\Delta \omega}{\omega} \right)_n = \left(\frac{\Delta \omega}{\omega} \right)_1 \sqrt[n]{\frac{n}{2} - 1} \quad (28)$$

und die normierte Bandbreite:

$$\left(\frac{\Delta \omega}{\omega} \right)_N = \frac{\left(\frac{\Delta \omega}{\omega} \right)_n}{\left(\frac{\Delta \omega}{\omega} \right)_1} = \sqrt[n]{\frac{n}{2} - 1} \quad (29)$$

b) Verstärker mit verstimmtten Kreisen.

Zur Verstärkung breiter Frequenzbänder kann man die Parallelschwingkreise innerhalb des Verstärkers gegeneinander verstimmen. Durch entsprechende Wahl der Resonanzfrequenzen und Dämpfung der Schwingkreise läßt sich eine Durchlaßkurve mit gleich hohen Höckern vorgeschriebener Welligkeit erzielen. Für den Fall verschwindender Einsattelung der Amplitudenkurve und Abfall auf $\frac{1}{\sqrt{2}}$ an den Bandgrenzen (gleiche Röhren vorausgesetzt) ist die Verstärkung

eines solchen Verstärkers nach R. Schienemann [5]:

$$V_n = \left(\frac{S}{\Delta \omega C} \right)^n \quad (30)$$

Die Verstärkung pro Stufe ist unabhängig von der Stufenzahl

$$V = \frac{S}{\Delta \omega C} \quad (30a)$$

c) Vergleich der drei Schaltungsarten.

Vergleichen wir zunächst den Verstärker mit nicht verstimmtten Kreisen mit dem Verstärker mit verstimmtten Kreisen, dann ergibt sich für das Verstärkungsverhältnis bei gleicher Bandbreite:

$$\frac{V_{na}}{V_{nb}} = \sqrt[n]{\frac{2}{2-1}}^n \quad (31)$$

Das Verstärkungsverhältnis pro Stufe wird dann

$$\frac{V_a}{V_b} = \sqrt[n]{\frac{2}{2-1}}^n \quad (32)$$

und läßt sich gleichfalls aus Abb. 6 ablesen.

Der Verstärker mit verstimmtten Kreisen ist also dem Verstärker mit nicht verstimmtten Kreisen, gleiche Bandbreiten vorausgesetzt, pro Stufe um den Faktor

$$\sqrt[n]{\frac{2}{2-1}}^n$$

überlegen.

Beim Vergleich zwischen dem Verstärker mit nicht verstimmtten Kreisen und dem Widerstandsverstärker ergibt sich für das Verhältnis der Verstärkungen aus (26) und (21):

$$\frac{V_{nE}}{V_{nW}} = \left(\frac{\omega - 1}{\Delta \omega} \right)^n \sqrt[n]{\left(1 + \frac{2 a_n}{2 - a_n} \right)^2 - 1}^n \quad (33)$$

$$\frac{V_{nE}}{V_{nW}} = \left(\frac{1}{a_n} - \frac{1}{2} \right)^n \sqrt[n]{\left(1 + \frac{2 a_n}{2 - a_n} \right)^2 - 1}^n \quad (34)$$

$$\frac{V_{nE}}{V_{nW}} = \sqrt[n]{\left(\frac{2 - a_n}{2 a_n} \right)^2 \left[\left(1 + \frac{2 a_n}{2 - a_n} \right)^2 - 1 \right]}^n \quad (35)$$

$$\frac{V_{nE}}{V_{nW}} = \sqrt[n]{1 + 2 \frac{2 - a_n}{2 a_n}}^n \quad (36)$$

Aus (36) ersieht man, daß der Verstärker mit nicht verstimmtten Kreisen dem Widerstandsverstärker für alle Bandbreiten überlegen ist. Der Ausdruck unter der Wurzel von (36) wird erst bei relativen Bandbreiten über 200% kleiner als 1. Relative Bandbreiten über 200% gibt es aber nach unserer Definition nicht. Infolgedessen ist die Wurzel immer größer als 1 und damit die Verstärkung des Verstärkers mit nicht verstimmtten Kreisen immer größer als die des Widerstandsverstärkers. Wir wollen noch das Verstärkungsverhältnis beider Verstärker pro Stufe angeben. Dieses wird:

$$\frac{V_E}{V_W} = \sqrt[n]{1 + 2 \frac{2 - a_n}{2 a_n}}^n \quad (37)$$

Wenn wir den Verstärker mit verstimmten Kreisen mit dem Widerstandsverstärker vergleichen, dann ergibt sich ein Verstärkungsverhältnis pro Stufe aus (82) und (37):

$$\frac{V_V}{V_W} = \sqrt{\left(\sqrt[n]{2} - 1\right) \left(1 + 2 \cdot \frac{2 - a_n}{2 a_n}\right)} \quad (38)$$

3. Das kapazitiv gekoppelte, symmetrische, abgestimmte, zweikreisige Bandfilter

Von den zweikreisigen Bandfiltern wird das kapazitiv gekoppelte symmetrische Filter im ZF-Verstärker weitaus am meisten verwendet. Dies liegt einmal daran, daß in den meisten Fällen symmetrische Durchlaßkurven erwünscht sind und außerdem induktiv gekoppelte Filter besonders bei höheren Frequenzen schwerer zu verwirklichen sind, da hier die Parallelkapazität zu stark erscheint. Das Wesen des abgestimmten Bandfilters liegt darin, daß beide Kreise auf die gleiche Resonanzfrequenz abgestimmt sind.



Abb. 7

Der Betrachtung wollen wir das optimal gekoppelte Bandfilter zugrunde legen. Da dieses keine Einsattelung der Amplitudenkurve aufweist, entspricht es den vorher betrachteten Fällen. Der Resonanzwiderstand der Schaltung nach Abb. 7 ist:

$$R_{res} = \frac{\sqrt{2}}{C \cdot \Delta \omega} \quad (39)$$

und die Verstärkung einer Stufe

$$V_1 = \frac{S \sqrt{2}}{C \Delta \omega} \quad (40)$$

Es wurde hierbei für die Abstimmkapazitäten jeweils $C/2$ eingesetzt, da sich die Röhrenkapazitäten auf 2 Kreise verteilen und man infolgedessen unter Zugrundelegung gleicher Konstanz die Kreiskapazitäten halb so groß machen darf. Die Konstanzforderung ergibt die untere Grenze der Kreiskapazitäten und damit die obere Grenze des Außenwiderstandes.

Der Resonanzwiderstand wird für den n-stufigen Verstärker pro Stufe:

$$R_{res} = \frac{\sqrt{2}}{C \cdot \Delta \omega} \sqrt[n]{\sqrt{2} - 1} \quad (41)$$

Die Verstärkung pro Stufe:

$$V = \frac{\sqrt{2} S}{C \Delta \omega} \cdot \sqrt[n]{\sqrt{2} - 1} \quad (42)$$

Die Verstärkung des Gesamtverstärkers

$$V_n = \left[\left(\frac{\sqrt{2} S}{C \Delta \omega} \right) \sqrt[n]{\sqrt{2} - 1} \right]^n \quad (43)$$

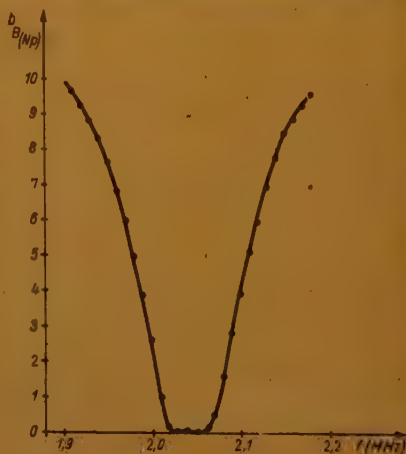


Abb. 8. Dreistufiger ZF-Verstärker mit symmetrischen kapazitiv gekoppelten Bandfiltern. Verstärkung: 2:5200. Relative Bandbreite 2%.

Abb. 8 zeigt die Durchlaßkurve eines dreistufigen Verstärkers mit kapazitiv gekoppelten symmetrischen zweikreisigen Bandfiltern.

Beim Vergleich des Bandfilterverstärkers mit dem Verstärker mit nicht verstimmtten Kreisen ergibt sich ein Verhältnis der Verstärkung pro Stufe von

$$\frac{V_B}{V_E} = \sqrt{2} \cdot \frac{1}{\sqrt[4]{\frac{n}{\sqrt{2}-1}}} \quad (44)$$

Der Bandfilterverstärker ist für alle n überlegen.

Beim Vergleich mit dem Verstärker mit verstimmtten Kreisen ergibt sich für das Verstärkungsverhältnis pro Stufe:

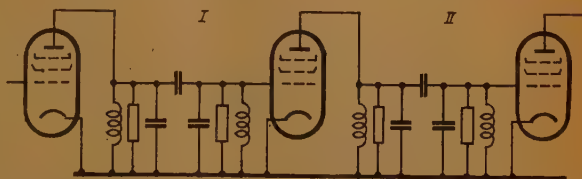
$$\frac{V_B}{V_V} = \sqrt{2} \cdot \sqrt[4]{\frac{n}{\sqrt{2}-1}} \quad (45)$$

Für einen Verstärker mit weniger als 3 Stufen ist das Bandfilter verstärkungsmäßig überlegen. Für mehr als drei Stufen ist der Verstärker mit verstimmtten Kreisen überlegen.

Selektionsmäßig ist der Bandfilterverstärker gegenüber den vorher betrachteten Typen überlegen.

4. Das mehrkreisige symmetrische Bandfilter

Von den mehrkreisigen Bandfiltern wollen wir nur das röhrenentkoppelte vierkreisige Bandfilter betrachten. Die direkt gekoppelten mehrkreisigen Bandfilter haben praktisch wegen ihrer schlechten Realisierbarkeit weniger Bedeutung. Wir betrachten die Schaltung nach Abb. 9 (rechts).



Bandfilter I übernimmt z. B. den den Grenzfrequenzen benachbarten Durchlaßbereich, Bandfilter II übernimmt den der Bandmitte benachbarten Durchlaßbereich. Für verschwindende Welligkeit der Amplitudenkurve ergibt sich nach R. Feldtkeller:

$$\left[1 + \left(\frac{C}{2g} \cdot \frac{\Delta \omega}{2} \right)^8 \left(\frac{1}{0,54} \right)^8 \right]^{n/2} = 2 \quad (46)$$

wobei wir setzen

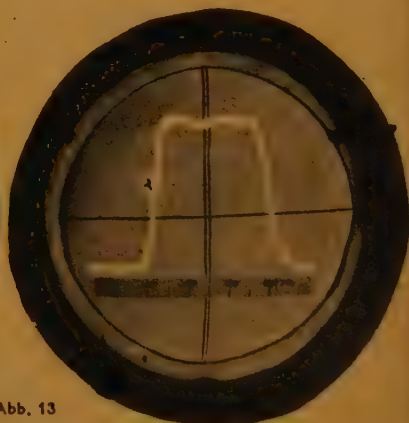
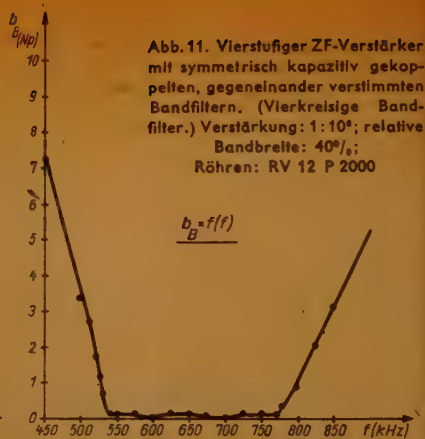
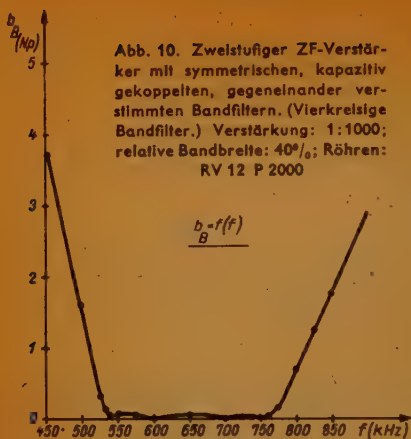
$$\frac{C}{2g} \cdot \frac{\Delta \omega}{2} \cdot \frac{1}{0,54} = x$$

C und g beziehen sich auf die Siebschaltung ohne Einsattelung. Damit ergibt sich

$$(1 + x^8)^{n/2} = 2 \quad (47)$$

und

$$x = \sqrt[8]{\frac{n}{\sqrt{4}-1}} \quad (48)$$



der auf eine Stufe bezogene Resonanzwiderstand für den n-stufigen Verstärker wird dann:

$$R = K \cdot \frac{1}{C \Delta \omega} \sqrt[8]{\frac{n}{\sqrt{4} - 1}} \quad (49)$$

Die auf eine Stufe bezogene Verstärkung wird:

$$V_4 = K \cdot \frac{S}{C \Delta \omega} \cdot \sqrt[8]{\frac{n}{\sqrt{4} - 1}} \quad (50)$$

Beim Vergleich mit dem zweikreisigen Bandfilter ergibt sich für das Verstärkungsverhältnis:

$$\frac{V_4}{V_B} = K' \cdot \frac{\sqrt[8]{\frac{n}{\sqrt{4} - 1}}}{\sqrt[4]{\frac{n}{\sqrt{2} - 1}}} \quad (51)$$

Man sieht aus (51), daß in bezug auf die Verstärkung das vierkreisige Bandfilter dem zweikreisigen überlegen ist. Selektionsmäßig ist das vierkreisige Filter dem zweikreisigen ebenfalls überlegen. Abb. 10 zeigt die Durchlaßkurve eines solchen Filters mit vier Kreisen. Abb. 11 zeigt das gleiche Filter zweimal hintereinander. Deren Kurven auf dem Oszillografen aufgenommen zeigen die Abb. 12 und 13.

5. Filter der Vierpol-Theorie als ZF-Verstärker-Siebschaltung

Bei ZF-Verstärkern mit großem Verstärkungsgrad bzw. großer Aussteuerung und großer relativer Bandbreite tritt bei Verwendung von Filtern, deren Durchlaßbereich in zwei oder mehrere Frequenzbänder aufgeteilt ist, leicht eine Übersteuerung der letzten Röhre auf, da an deren Gitter eine große Spannung des Frequenzbereiches liegt, den die Stufe nicht verstärkt. Dieser Nachteil kann nur durch Filter beseitigt werden, die das gesamte gewünschte Frequenzband in jeder Stufe durchlassen. Mit den üblichen ZF-Siebschaltungen läßt sich dies

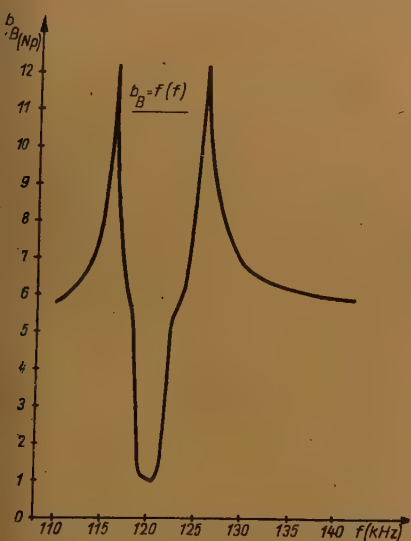


Abb. 14. HF-Telegrafiekanal-Bandpaß. Verstärkung für eine Stufe: 1:100; relative Bandbreite 1%.

überhaupt nicht oder nur mit erheblicher Welligkeit der Durchlaßkurve erreichen. Aus diesem Grund kann man hierzu Vierpole benutzen, die beiderseitig mit ohmschen Widerständen abgeschlossen sind, oder auch solche, die sekundärseitig leerlaufen [1].

Der an der Anode liegende Widerstand ist für ein solches Filter nach W. Cauer [1]:

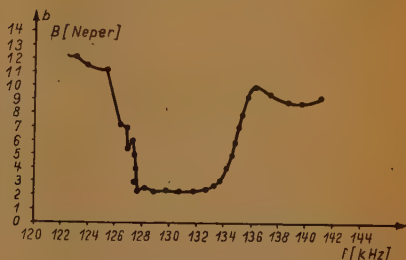


Abb. 16. Dämpfungsverlauf des Einseitenband-Kombinationsfilters

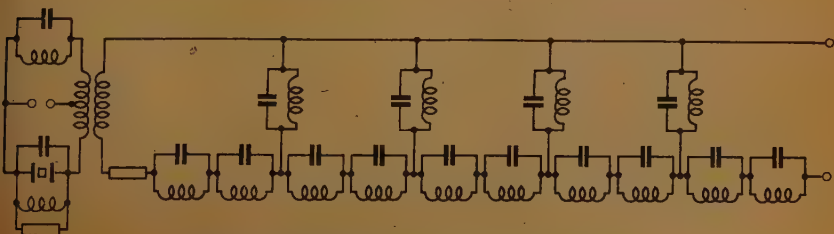


Abb. 15. Schaltbild des Einseitenband-Kombinationsfilters

$$R_A = \frac{\left(Z_{11} - \frac{Z_{12}^2}{Z_{22} + R_2} \right) : R_1}{Z_{11} + R_1 - \frac{Z_{12}^2}{Z_{22} + R_2}} \quad (52)$$

Hierin bedeuten:

R_1 = Primärer Abschlußwiderstand

R_2 = Sekundärer Abschlußwiderstand

Z_{11} , Z_{12} und Z_{22} sind Kenngrößen des Vierpols.

Abb. 14 zeigt ein gemessenes Filter als Beispiel eines beiderseitig mit seinem Wellenwiderstand abgeschlossenen Vierpols als ZF-Verstärker-Siebschaltung. Hierbei ist das zu übertragende Band verhältnismäßig schmal. Die Grunddämpfung zeigt das Verhalten des Vierpols ohne Röhre.

6. Kombinierte Filter zur Realisierung höchster Selektionsforderungen

Zur Trennung eines Seitenbandes vom Träger und vom anderen Seitenband werden in der Einseitenbandtechnik Filter verwendet, an deren Selektion insbesondere bei der Übertragung von Musik höchste Anforderungen gestellt werden.

Als Beispiel sei die Kanaltrennung des oberen Seitenbandes für eine Zwischenfrequenz von 127,5 kHz und eine höchste niederfrequente Übertragungsfrequenz von 6400 Hz angeführt.

Zur Erfüllung dieser extremen Forderungen wurde ein Kombinationsfilter bestehend aus einem verlustkompensierten Quarzhochpaß und einem Spulen Bandpaß nach Abb. 15 verwendet.

Den gemessenen Dämpfungsverlauf zeigt Abb. 16.

An weiteren Möglichkeiten für den Bau von ZF-Verstärkern lassen sich noch folgende nennen: Verwendung von verstimmtten Bandfiltern analog den verstimmtten Einzelkreisen, wobei man sich an Stelle jedes Kreises ein Bandfilter gesetzt denken muß. Diese Schaltung hat eine von der Stufenzahl unabhängige Verstärkung. Außerdem kann man mehrkreisige Bandfilter verwenden, deren Kreise nicht durch Röhren entkoppelt sind (z. B. das dreikreisige Bandfilter) [3].

Literatur

- [1] W. Cauer: Theorie der linearen Wechselstromschaltungen. Band I, Leipzig 1941.
- [2] R. Feldtkeller: Einführung in die Vierpol-Theorie. Leipzig 1937.
- [3] R. Feldtkeller: Einführung in die Theorie der Rundfunksiebschaltungen. Leipzig 1940.
- [4] R. Wunderlich: Der reine R-C-Verstärker als Breitbandmeßverstärker. TFT, Band 30, H. 8, 1941, Seite 228 und H. 9, 1941, Seite 251.
- [5] R. Schienemann: Trägerfrequenzverstärker großer Bandbreite mit gegeneinander verstimmtten Einzelkreisen. TFT, Band 28, H. 1, 1939, Seite 1.
- [6] J. Sommer: Vierkreisige Hochfrequenz-Siebschaltungen mit vierhöckriger gegebener Resonanzkurve. ENT, Band 18, H. 8, 1941, Seite 178.

Die Berechnung von Dämpfungsgliedern

Bei Verstärkeranlagen ergibt sich sehr oft die Forderung, die abgegebene Energie hinter dem Verstärker verzerrungsfrei regeln zu können. Man benutzt dazu sog. Dämpfungsglieder.

Eine ähnliche Aufgabe liegt vor, wenn m. z. B. eine Meßspannung in einem bestimmten Verhältnis verkleinern soll, wobei aber die Anpassung erhalten bleiben muß. Man nennt die Dämpfungsglieder in diesem Falle auch „Eichleitungen“

Das wesentliche Merkmal des Dämpfungsgliedes ist also, daß es ein Vierpol*) ist, dessen Wellenwiderstand Z konstant und an die Energiequelle und den Verbraucher angepaßt bleibt, während seine Dämpfung b veränderlich und einstellbar sein soll.

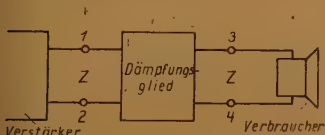


Abb. 1

Die Abb. 1 zeigt als Beispiel die Schaltung eines Dämpfungsgliedes mit den Klemmenpaaren 1,2 und 3,4 zwischen dem Ausgang eines Verstärkers und einem Lautsprecher.

Der Ausgangsscheinwiderstand des Verstärkers Z ist gleich dem Eingangsscheinwiderstand des Lautsprechers Z .

Diese Anpassung muß erhalten bleiben, wenn die Übertragung verzerrungsfrei sein soll.

Daher muß auch der Eingangs- und Ausgangswellenwiderstand des Dämpfungsgliedes gleich Z sein.

Da alle Frequenzen in gleichem Maße gedämpft werden sollen, wird man den Vierpol frequenzunabhängig bauen, d. h. ihn aus reinen Wirk-Widerständen zusammensetzen.

Der T-Regler

Der T-Regler hat seinen Namen von der Anordnung der 3 Teilwiderstände (Abb. 2), die einem T entspricht.

Da er symmetrisch aufgebaut ist, können Eingang und Ausgang beliebig vertauscht werden: beide Seiten haben den Wellenwiderstand Z .

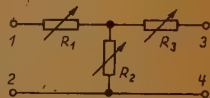


Abb. 2

Zur Einstellung der Dämpfung werden die 3 Widerstände, von denen zwei den gleichen Wert haben, in einem bestimmten Maße geändert. So ist es also klar, daß der jeweilige Wert der Teilwiderstände von dem vorgegebenen Wellenwiderstand Z und der gewünschten Dämpfung b abhängt. Nach der Vierpoltheorie ist festgelegt:

$$\text{der Wellenwiderstand } Z = \sqrt{R_0 \cdot R_k} \quad (1)$$

als der geometrische Mittelwert aus Leerlauf- und Kurzschlußwiderstand

$$\text{die Dämpfung } b = \ln \frac{U_1}{U_2} \text{ [Neper]} \quad (2)$$

*) Vergleiche hierzu auch FUNK UND TON Bd. 1 (1947), Nr. 6, S. 306.

als das logarithmische Verhältnis von Eingangs- zu Ausgangsspannung bei Anpassung.

Daraus lassen sich die Teilwiderstände ausrechnen und zwar wird:

$$R_1 = R_2 = Z \operatorname{Tang} \frac{b}{2} \quad (3)$$

$$R_3 = Z \frac{1}{\operatorname{Sin} b} \quad (4)$$

Die Funktionen $\operatorname{Tang} \frac{b}{2}$ und $\operatorname{Sin} b$ sind für die am häufigsten benutzten Werte

von b in der Tabelle 1 aufgeführt. Für alle anderen können sie den Funktions-
tafeln von E. Jahnke und E. Emde (Teubner-Leipzig) oder den Fünfstelligen
Tafeln der Kreis- und Hyperbelfunktionen von K. Hayashi (Verein wiss.
Verleger, Berlin u. Leipzig) entnommen werden.

Da die Ohrempfindlichkeit eine logarithmische Abhängigkeit von der Schall-
energie zeigt, wählt man meist auch die Regelung logarithmisch fortschreitend.
D. h. man verlangt, daß die Ausgangsspannung von einer Reglerstufe zur anderen
logarithmisch sinkt.

Man kann daher auch sagen, daß die Dämpfungszunahme von Stufe zu Stufe
ein konstanter logarithmischer Wert sein soll.

Die Widerstände R_1 , R_2 und R_3 werden dabei so geändert, daß zu jeder Regler-
stufe ein bestimmter Wert von R_1 bzw. R_3 und ein anderer bestimmter Wert
von R_2 gehören.

Tabelle 1

b N	$eb = \frac{U_1}{U_2} = \frac{I_1}{I_2}$	$\operatorname{Tang} \frac{b}{2}$	$\operatorname{Sin} b$	b N	$eb = \frac{U_1}{U_2} = \frac{I_1}{I_2}$	$\operatorname{Tang} \frac{b}{2}$	$\operatorname{Sin} b$
0	1	0	0	1,5	4,48	0,635	2,129
0,1	1,105	0,0500	0,100	2,0	7,39	0,762	3,627
0,2	1,221	0,0997	0,201	2,5	12,2	0,848	6,050
0,3	1,350	0,1489	0,305	3,0	20,1	0,905	10,02
0,4	1,492	0,197	0,411	3,5	33,1	0,941	16,54
0,5	1,648	0,245	0,521	4,0	54,6	0,964	27,29
0,6	1,822	0,291	0,637	4,5	90,0	0,978	45,003
0,7	2,014	0,336	0,759	5,0	148,4	0,9866	74,203
0,8	2,226	0,380	0,888	6,0	403,4	0,9951	201,71
0,9	2,460	0,422	1,027	7,0	1095,0	0,9982	548,33
1,0	2,72	0,462	1,175				

Beispiel 1:

Die Regelung soll in 11 Stufen erfolgen, und jede Stufe soll dabei eine Dämpfungs-
zunahme von 0,5 N besitzen, ausgehend von der Dämpfung Null. Der Wellen-
widerstand der Anlage sei $Z = 600$ Ohm. Für den T-Regler erhält man dann
folgende Zusammenstellung:

Tabelle 2

Stufe	Gesamte Vierpol-dämpfung b	Spannungs-verhältnis $\frac{U_1}{U_2}$	$R_1=R_3=600 \cdot \text{Zang} \frac{b}{2}$	$R_2 = 600 \cdot \frac{1}{\sin b}$
Nr.	N		Ohm	Ohm
1	0	1	$600 \cdot 0 = 0$	$600 \frac{1}{0} = \infty$
2	0,5	1,65	$600 \cdot 0,245 = 147$	$600 \frac{1}{0,52} = 1153$
3	1	2,72	$600 \cdot 0,462 = 277$	$600 \frac{1}{1,175} = 510$
4	1,5	4,48	$600 \cdot 0,635 = 380$	$600 \frac{1}{2,13} = 282$
5	2	7,89	$600 \cdot 0,762 = 457$	$600 \frac{1}{3,63} = 166$
6	2,5	12,2	$600 \cdot 0,848 = 508$	$600 \frac{1}{6,05} = 99$
7	3	20,1	$600 \cdot 0,905 = 542$	$600 \frac{1}{10,0} = 60$
8	3,5	33,1	$600 \cdot 0,941 = 564$	$600 \frac{1}{16,5} = 36,4$
9	4	54,6	$600 \cdot 0,964 = 578$	$600 \frac{1}{27,3} = 21,9$
10	4,5	90,0	$600 \cdot 0,978 = 587$	$600 \frac{1}{45,0} = 13,3$
11	5	148,4	$600 \cdot 0,987 = 593$	$600 \frac{1}{74,2} = 8,08$

Der Π -Regler

Der Π -Regler hat seinen Namen ebenfalls nach der Anordnung der drei Teilwiderstände (Abb. 3) erhalten.

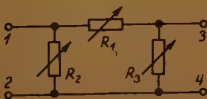


Abb. 3

Er ist symmetrisch aufgebaut, so daß Eingang und Ausgang beliebig gewählt werden können.

Auch hier gelten die Gleichungen (1) und (2)

Daraus ergeben sich die 3 Teilwiderstände, von denen wieder zwei den gleichen Wert besitzen:

$$R_1 = Z \cdot \sin b \quad (5)$$

$$R_1 = R_2 = Z \frac{1}{\operatorname{Tang} \frac{b}{2}} \quad (6)$$

Die Werte der Funktionen sind der Tabelle 1 zu entnehmen.

Beispiel 2:

Die Regelung soll wieder in 11 Stufen mit einer Dämpfungszunahme von 0,5 N erfolgen. Der Wellenwiderstand sei $Z = 600 \text{ Ohm}$.

Dann ergeben sich vergleichsweise für den Π -Regler folgende Werte:

Tabelle 3

Stufe	Gesamte Vierpol-dämpfung b	Spannungs-verhältnis $\frac{U_1}{U_2}$	$R_1 = 600 \cdot \operatorname{Tang} b$	$R_2 = R_3 = 600 \frac{1}{\operatorname{Tang} \frac{b}{2}}$
Nr.	N		Ohm	Ohm
1	0	1	$600 \cdot 0 = 0$	$600 \frac{1}{0} = \infty$
2	0,5	1,65	$600 \cdot 0,520 = 312$	$600 \frac{1}{0,245} = 2450$
3	1	2,72	$600 \cdot 1,175 = 705$	$600 \frac{1}{0,462} = 1300$
4	1,5	4,48	$600 \cdot 2,18 = 1278$	$600 \frac{1}{0,635} = 945$
5	2	7,89	$600 \cdot 3,63 = 2178$	$600 \frac{1}{0,762} = 788$
6	2,5	12,2	$600 \cdot 6,05 = 3630$	$600 \frac{1}{0,848} = 707$
7	3	20,1	$600 \cdot 10,0 = 6000$	$600 \frac{1}{0,905} = 663$
8	3,5	33,1	$600 \cdot 16,5 = 9900$	$600 \frac{1}{0,941} = 637$
9	4	54,6	$600 \cdot 27,3 = 16380$	$600 \frac{1}{0,964} = 623$
10	4,5	90,0	$600 \cdot 45,0 = 27000$	$600 \frac{1}{0,978} = 614$
11	5	148,4	$600 \cdot 74,2 = 44520$	$600 \frac{1}{0,987} = 608$

Die Beispiele zeigen die Anwendung der Gleichungen (3) (4) bzw. (5) (6).

Für andere Wellenwiderstände und gewünschte Dämpfungszunahmen sind die entsprechenden Werte leicht zu errechnen.

Man kann auch Dämpfungsglieder mit gleichem Wellenwiderstand in beliebiger Zahl hintereinander schalten. Die gesamte Dämpfung ist dann gleich der Summe der bei den einzelnen Gliedern eingestellten Beträge, während ihr gesamter Wellenwiderstand der gleiche geblieben ist. Also:

$$b_{\text{gesamt}} = b_1 + b_2 + b_3 + \dots \quad (7)$$

$$Z_{\text{gesamt}} = Z_1 = Z_2 = Z_3 = \dots \quad (8)$$

Ein grundsätzlicher Unterschied zwischen T- und π -Regler besteht nur in der Größe und Anordnung der Teilwiderstände R_1 , R_2 und R_3 , nicht aber in der Wirkung auf Dämpfung oder Wellenwiderstand, denn der T-Regler stellt eine Dreiecks-, der π -Regler eine Sternschaltung dar und beide Formen lassen sich stets ineinander überführen (Umwandlungsgesetz).

Um die Forderung nach Frequenzunabhängigkeit der Regler zu erfüllen, müssen die Teilwiderstände möglichst induktions- und kapazitätsarm aufgebaut sein. Mittel dazu sind die Verwendung von Schichtwiderständen oder bifilarer Wicklung bei Drahtwiderständen.

Die Belastung der Teilwiderstände erhält man aus nachstehenden Gleichungen, wenn man annimmt, daß an die Klemmen 1,2 die Stromquelle und an die Klemmen 3,4 der Verbraucher angeschlossen ist.

T-Regler:

$$\text{für } R_1: N_1 = \frac{N_0}{Z} \cdot R_1 \quad (9)$$

π -Regler:

$$N_1 = N_0 \cdot Z \cdot \frac{\left(1 - \frac{1}{e^b}\right)^2}{R_1} \quad (12)$$

$$\text{für } R_2: N_2 = \frac{N_0}{Z} \cdot R_2 \left(1 - \frac{1}{e^b}\right)^2 \quad (10) \quad N_2 = N_0 \cdot Z \cdot R_2 \quad (13)$$

$$\text{für } R_3: N_3 = \frac{N_0}{Z} \cdot \frac{R_3}{e^{2b}} \quad (11) \quad N_3 = N_0 \cdot Z \cdot R_3 \cdot e^{2b} \quad (14)$$

N_1 , N_2 , N_3 sind die an den Widerständen R_1 , R_2 , R_3 auftretenden Belastungen, b die zugehörige Dämpfung und N_0 die von der Stromquelle abgegebene Leistung.

* * *

Referate und Zeitschriftenschau

Braunsche Röhre als Konversations-Gerät

Seit der Erforschung der Vokalstruktur und Entdeckung der Formanten durch Helmholtz und Hermann sind immer wieder Versuche angestellt worden, Sprache für die Verständigung mit Gehörlosen bildhaft wiederzugeben. Der Weg führte über die Spektral-Darstellung (eingeführt um 1930) zu einem Lesegerät, das in prägnanten Figuren Vokale und Konsonanten unterscheiden läßt. Das Gerät ist 1945 unter dem Namen „Sound Spectrograph“ von den Bell Telephone Laboratorien in New York vorgestellt und in einem Sonderheft des Journal of the Acoustical Society of America Juli 1946 beschrieben worden.

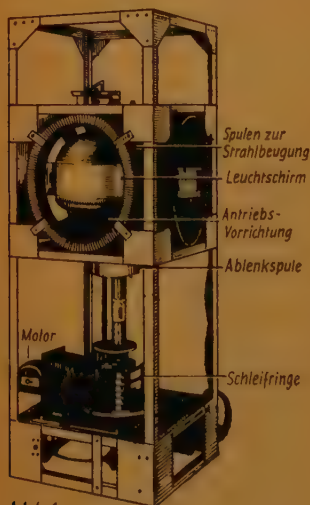


Abb. 1

Die Sprache erscheint wie eine Laufschrift auf einem bewegten phosphoreszierenden Band oder auf der Längsseite einer Braunschen Röhre mit nachleuchtendem Schirm. Die Röhre ist senkrecht gelagert und dreht sich um ihre senkrechte Achse. Der Elektronenstrahl wird rechtwinklig gebeugt, um den Schirm in einer senkrechten Ebene zu erzeugen.

Die Abtastung erfolgt stets längs der gleichsenkrechten Zeile. Infolge des Nachleuchtens des Schirms und der Drehung der Röhre wird die Aufzeichnung entlang einer waagerechten Zeitachse verbreitert, so daß die Sprache über einen Zeitraum von einer Sekunde und mehr sichtbar wird.

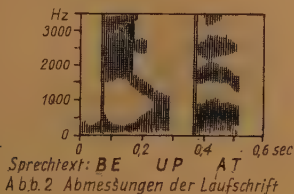
Die Senkrechte des Sprachbildes enthält das Frequenz-Spektrum auf einer synchronisierten Skala von 70 bis 3500 Hz. Die Stärke einzelner Teiltöne ist durch die Leuchtstärke bzw. Graustufung der punktförmigen Aufzeichnung gegeben. Die Abtastrichtung ist gewählt, daß die tiefsten Teiltöne im unteren Teil, die hohen Teiltöne im oberen Teil aufgezeichnet werden. In Anlehnung an die Technik des Tonfrequenzspektrometers ist das Frequenzband von 70 bis 3500 Hz in 12 Bandfilter mit einer Breite von 300 Hz pro Kanal unterteilt. Der Ausgangsstrom aus den Filtern wird gleichgerichtet und führt durch weitere 12 Tiefpaßfilter von 50 Hz zur zwecks Glättung der sich ergebenden Frequenzkurve. Durch die Wiedergabe der Überhüllenden werden die Silben- bzw. Lautstärkeänderungen klar herausgearbeitet.

Am Ausgang dieser Filter steht eine gleichgerichtete Spannung zur Verfügung, die proportional der Quadratwurzel der Amplitude der Sprechkomponenten des betreffenden Filters ist. Diese Spannungen sind an die Segmente eines Kommutators (Elektronenschalters) angeschlossen, dessen Wechselstromfrequenz in der Größe von 7000 Schaltungen pro Sekunde mit der Abtastfrequenz der Braunschen Röhre gleichläuft.

Neuerdings ist im unteren Drittel des Sprachbildes die Anzeige eines Tonhöhenschreibers mit Gleichstrom-Ausgang eingeführt, die über einen Sonderkontakt des Kommutators mit jeder Abtastung einmal eingeschaltet wird. Zwischen Mikrofon und Filter sind zwei Verstärkungsrichtungen eingeschaltet, um einen Amplitudenausgleich und eine ausgeglichene Frequenzkurve herbeizuführen.

Mit Hilfe der geschilderten Apparatur gelingt eine „bildliche“ Unterhaltung nach einer Ausbildungszeit von sieben Wochen bei 126 Unterrichtsstunden bei einer Leistung von 90 bis 120 Worten/min. Die Abmessung

einer solchen Laufschrift gehen aus Abb. 2 hervor. Stimmhafte Laute von stationärem Schwingungscharakter bilden horizontale Balken, stimmlose Konsonanten im Charakter von Geräuschen bilden ein Moiré-Muster. Das ist wenig, um den intellektuellen Gehalt der Sprache zu erfassen. Wesentlich sind insbesondere die Übergänge zwischen den Sprachlauten, weil diese allein dem Bild



prägnante Formen geben, während sie für das Ohr von untergeordneter Bedeutung sind. Dieser Einblick bedeutet Neuland für die fonetische Forschung.

Die Bildgestaltung nach dem geschilderten Verfahren ist nach Ansicht des Referenten auch unter Berücksichtigung der Übergangsvorgänge noch nicht genügend charakteristisch. Sie entwickelt sich fortlaufend in

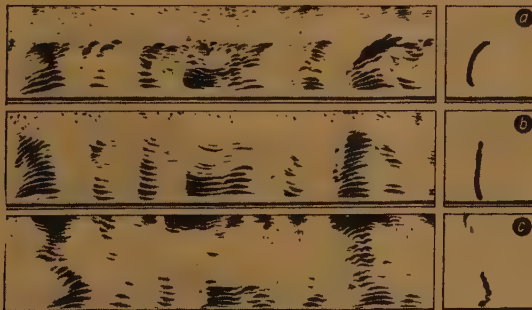


Abb. 3



Abb. 4 Sprechbeispiel: „One, two, three, four, five, six“

waagerechten Zeilen und läßt in solchem Frequenz-Zeit-Diagramm Oval- und Kreisformen wie auch Stern- und Kreuzgebilde u. dgl. vermissen. Das Gerät muß daher als Zwischenstadium für ein endgültiges Lese-

gerät angesehen werden, das die ganze Reichhaltigkeit der Formenbildung ausnutzt.

Die geschilderte Vorrichtung ist auch dazu geeignet, Geräusche zu untersuchen. Man erkennt in vielen Beispielen, wie sich aus dem kontinuierlichen Spektrum — gleichmäßig verteiltes Moiré — ein Bandenspektrum in Form von waagerechten Balken heraushebt. Das Gerät bildet einen wichtigen Fortschritt für die akustische Meßtechnik. Es werden unmittelbar grafische Aufzeichnungen sichtbar, z. B. für die Frequenzkurve eines motorgetriebenen Kondensators, für den Anlaufvorgang eines Motors, für die Frequenzanalyse eines Oszillator-Ausgangs, dessen Frequenz durch eine fluktuierende Gleichspannung am Gitter gesteuert wird, ferner für die Untersuchung einer komplexen Welle mit einer großen Anzahl von Harmonischen, während Frequenzänderung (vgl. Abb. 3) für die Sprechverzerrung in Leitungen, für die Phasenverzerrung von Filtern, die bisher nur in einer schwierigen mathematischen Untersuchung geklärt werden konnten, nunmehr unmittelbar im Bild erscheinen. Winkel

Frequenzkonstanter LC-Oszillator

Bei der Beliebtheit, der sich der RC-Generator in der letzten Zeit erfreut hat, ist der

LC-Oszillator etwas ins Hintergrund geraten. Es ist natürlich richtig, daß der widerstandskapazitäts-gesteuerte Oszillator, etwa der über eine Wiensche Brücke rückgekoppelte Generator, schaltungstechnische und betriebsmäßige Vorzüge aufweist, wenn es sich, wie z. B. beim Tongenerator, darum handelt, einen möglichst großen Frequenzbereich durch stetige Abstimmung zu erfassen¹⁾. Benötigt man aber einen Meßsender mit einer festliegenden, verhältnismäßig niedrigen Frequenz, deren Harmonische als Eichpunkte für Prüf- und Meßzwecke genügen, sollte man dem LC-Oszillator den Vorzug geben, da er hinsichtlich der Frequenzkonstanz unbedingt dem RC-Oszillator überlegen ist und dem

quarzgesteuerten Meßsender durchaus nahe kommt.

Führt man die Rückkopplung des Oszillators

¹⁾ FUNK UND TON, Bd. 1 (1947), Nr. 4, S. 218.

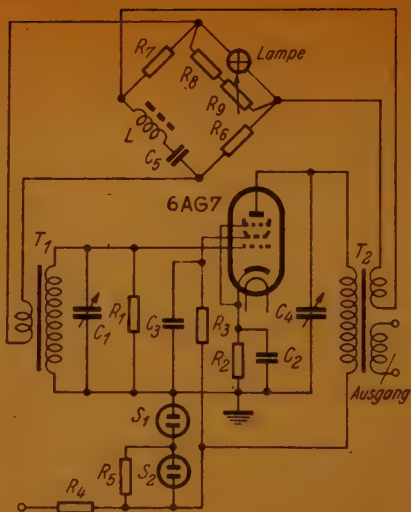
über eine mit Selbstinduktion und Kapazität auf die Grundfrequenz des Oszillators abgestimmte Brückenschaltung, die noch einen spannungsabhängigen Widerstand enthält, so kann man ohne Schwierigkeiten eine Frequenzkonstanz von 10^{-6} erzielen²⁾. Da man bei dieser Art Generator ausschließlich auf dem geraden Kennlinienteil der Oszillatordöhre arbeiten kann, ergibt sich neben der hervorragenden Frequenzkonstanz noch als weiterer Vorzug, daß der Generator von Anfang bis Ende auf dem Papier berechnet und dimensioniert werden kann und nach seiner Übertragung in die Praxis auch wirklich genau so arbeitet, wie man auf Grund der rechnerischen Voraussetzungen erwarten durfte. Im Gegensatz zu den meisten Oszillatoren, die sich einer exakten rechnerischen Vorbehandlung hartnäckig entziehen, soll man hier in der Lage sein, alle Schaltdaten Schritt für Schritt genau festzulegen, indem man von der gewünschten Grundfrequenz, Frequenzkonstanz, Schwingleistung, Röhrentype usw. ausgeht, ohne daß man dann später durch Probieren noch Korrekturen an der Schaltung vornehmen müßte.

In der Abbildung ist die vollständige Schaltung einschließlich Daten eines LC-Meßsenders wiedergegeben, der durch die Rückkopplung über das schon erwähnte Brückenglied eine außerordentlich gute Frequenzkonstanz aufweisen soll. Für Meßzwecke lassen sich die Oberwellen n·20 kHz bis herauf zu 1500 kHz ausnutzen. Der Abgleich des Senders auf genau 20 kHz erfolgte durch Überlagerung der zehnten Harmonischen mit der Trägerwelle des Senders Droitwich in einem normalen Rundfunkempfänger. Nimmt man an, daß man den Abgleich mit der Genauigkeit von einer Schwebung in der Sekunde durchführen kann, so ist mit einem Frequenzfehler von nur $5 \cdot 10^{-6}$ zu rechnen; im Betrieb ergab sich eine Frequenzkonstanz von 10^{-6} , so daß bei 1 MHz eine Abweichung von höchstens 10 Hz vorkommen soll.

Glitterkreis, Anodenkreis und die Brückenschaltung im Rückkopplungsweg sind auf die Grundfrequenz von 20 kHz abgestimmt, eine Gegenkopplung ist nicht vorgesehen. Für die Grundfrequenz ist die Brücke in der Rückkopplung abgeglichen, und die vier Brückenzweige haben gleichen Widerstand:

$$R_1 = R_2 = R_3 = R_4,$$

²⁾ Th. Roddam, 'High-stability LC-Oscillator', Wireless World, Band 54, August 1948, Seite 286.



wo R_0 der Widerstand der kleinen Glühlampe in dem einen Brückenzweig im stationären Schwingzustand und R der Resonanzwiderstand von $L - C_0$ für die Grundfrequenz ist:

$$R = \frac{1}{\omega^2 \cdot L \cdot C_0} = \frac{1}{(2\pi \cdot 200000)^2 \cdot L \cdot C_0}$$

Die große Stabilität des Oszillators ist wesentlich durch die einen spannungsabhängigen Widerstand bildende kleine Glühlampe in der Rückkopplungsbrücke bedingt, die geringe Frequenz- und Amplitudenschwankungen durch entsprechendes selbsttätiges Nachstimmen der Brücke ausgleicht. In dem Versuchsgesetz wurde eine 4,5 Volt-Taschenlampenbirne verwendet, die bei 2 Volt einen Widerstand von rund 100 Ohm hatte. Von dem Ausgangstransformator wird der Brücke eine Spannung von 4 Volt eff. zugeführt.

Bei der Berechnung der Schaltung wurde davon ausgegangen, daß der Meßsender eine Schwingleistung von 1 Watt am Ausgang abgeben sollte. Der Gang der Berechnung, der sich von diesem Ausgangspunkt aus fast zwangsläufig Schritt für Schritt ergibt, soll hier nicht weiter verfolgt, sondern nur flüchtig angedeutet werden. Entsprechend der geforderten Schwingleistung wird die Röhre (eine steile Pentode, 6 AG 7), die Elektrodenspannungen und der günstigste Anodenwiderstand, dargestellt durch die Primärwicklung von T_2 ,

ausgewählt. Die Übersetzungsverhältnisse von T_2 ergeben sich dann aus der geforderten Brückenspannung und der gewünschten Ausgangsimpedanz. Die Kapazitäten C_1 und C_2 , und damit die Selbstinduktion von T_1 und T_2 , richten sich nach der geforderten Frequenzstabilität. Eine Verstimmung des Gitter- oder Anodenkreises um a kHz bewirkt eine Verschiebung der Oszillatorfrequenz um

$$a \cdot \frac{G}{G_R} \text{ kHz}$$

wobei G die Kreislänge des Gitter- bzw. Anodenkreises, G_R die Kreislänge der Rückkopplungsbrücke ist. Da das Verhältnis G/G_R im vor-

liegenden Fall zu rund $\frac{10}{200}$ vorausgesetzt

wurde, muß für C_1 bzw. C_2 eine Kapazität von 1000 pF gewählt werden, wenn eine Änderung der Röhrenkapazität um 1 pF keine größere Frequenzverschiebung als $\pm 0,5$ Hz in 20000 Hz verursachen soll (eine Änderung der Kapazität um x % bewirkt ja eine Verschiebung der Resonanzfrequenz um x/2 %). Die Selbstinduktionen von T_1 und T_2 und das Übersetzungsverhältnis von T_1 erhält man dann zwangsläufig bei Berücksichtigung der verlangten Kreislänge $G = 10$; die berechneten Werte für die Windungen von T_1 und T_2 , die man am besten auf Kerne aus Hochfrequenzseisen wickelt, sind in das Schaltbild eingetragen.

Da die Stabilität des Oszillators von der Kreislänge G_R des Reihenschwingkreises $L-C_3$ in der Rückkopplungsbrücke abhängt, sollte G_R möglichst nicht kleiner als 200 sein; der Resonanzwiderstand muß ungefähr 100 Ohm betragen. Bei der Inbetriebnahme wird zunächst die Rückkopplung von T_1 und T_2 abgetrennt und Gitter- und Anodenkreis mit Hilfe eines Meßsenders und Oszillographen genau auf 20000 Hz abgestimmt. Nach der Abstimmung wird die Rückkopplung wieder angeschlossen und R_3 eingestellt, bis der Oszillator schwingt und eine Effektivspannung von 10 Volt an der Sekundärseite von T_2 abgibt.

Die angegebenen Schaltdaten beziehen sich natürlich nur auf eine bestimmte Röhrentype (6AG7), lassen sich aber an Hand der Originalarbeit ohne Schwierigkeiten auf andere Röhren umrechnen.

Dr. F.

(Umfang der Originalarbeit 3 Seiten.)

Einfache Kippschaltung für hohe Frequenzen

Kippspannungsgeneratoren, die eine lineare Ablenkspannung für Katodenstrahl- oder Fernsehrohr liefern sollen, benötigen im Entladekreis durchweg mindestens zwei oder drei gittergesteuerte Hochvakuumröhren, wenn wegen der geforderten hohen Kippfrequenzen ein Thyatron nicht mehr in Frage kommt. Dazu kommt noch die den konstanten Ladestrom gebende Laderöhre, so daß ein Kippgenerator für höhere Frequenzen einen erheblichen Röhrenaufwand erfordert. Eine recht interessante Schaltung, die mit insgesamt nur zwei Hochvakuumröhren auskommt, wurde in der Fernseh Abteilung einer englischen Rundfunkgerätefirma (Sobell Industries Ltd.) entwickelt¹⁾. Das Hauptmerkmal dieser Schaltung besteht darin, daß sich Lade- und Entladeröhre gegenseitig steuern und die Laderöhre die Wirkung der Entladeröhre während des Rücklaufes unterstützt. Was die Linearität der Ablenkspannung, die Kürze der Rücklaufzeit und schließlich die erreichbare Ablenkfrequenz anbetrifft, soll dieses verhältnismäßig einfache Schaltprinzip den komplizierteren Kippgeneratoren nicht unterlegen sein.

Zwei Ausführungsformen der Schaltung sind im Grundprinzip in Abb. 1 und Abb. 2 wiedergegeben. In beiden Fällen ladet die oberhalb des Kennlinienknicks arbeitende Laderöhre V_1

¹⁾ A. W. Keen, Linear Saw-Tooth Generators, Wireles Engineer, Band 25, Juli 1948, Seite 210.

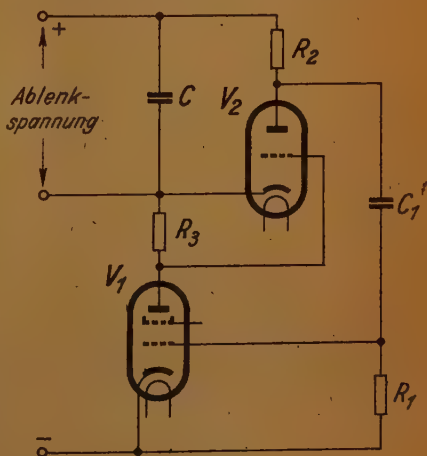


Abb. 1

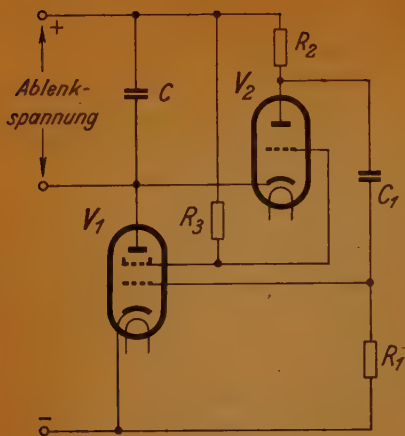


Abb. 2

den Kondensator C mit konstanten Strom auf und erzeugt an dem Widerstand R_3 , der gleichzeitig Gitterwiderstand der Entladeröhre V_2 ist, einen Spannungsabfall, der die Entladeröhre V_2 vollkommen sperrt. Erst wenn der Kondensator C auf eine genügend hohe Spannung aufgeladen und eine entsprechende Potentialdifferenz zwischen Kathode und Anode von V_2 vorhanden ist, beginnt trotz der Spannung an R_3 ein Anodenstrom durch V_2 zu fließen. Der Unterschied der beiden Schaltungen nach Abb. 1 und Abb. 2 besteht nur darin, daß im ersten Fall R_3 unmittelbar im Ladekreis zwischen der Anode von V_1 und dem Kondensator C liegt und das Steuergitter von V_2 während der Ladeperiode eine konstante negative Gitterspannung erhält, während in Abb. 2 durch den unmittelbar mit dem Pluspol der Spannungsquelle verbundenen Widerstand R_2 der Schirmgitterstrom der Laderöhre fließt. Hier nimmt die negative Gitterspannung von V_2 ab, wenn die Spannung an C und damit die Potentialdifferenz zwischen Anode und Kathode von V_2 während der Aufladung von C wächst.

Wenn der Kondensator C auf eine so hohe Spannung aufgeladen ist, daß trotz der negativen Spannung an R_3 ein Strom durch V_2 einsetzt und die Ladung beginnt, erscheint an R_3 , dem Anodenwiderstand der Entladeröhre, ein Spannungsabfall und das Potential der Anode sinkt plötzlich ab. Dieser negative Spannungsstoß an der Anode von V_2 wird über C_1 und R_1 auf das Steuergitter der Laderöhre V_1 gegeben, wodurch der Ladestrom und der Spannungsabfall an R_3 herabgesetzt wird. Die verminderte Gitterspannung an R_3 hat wiederum eine Steigerung des Entladestromes durch V_2 zur Folge, der das Anodenpotential von V_2 weiter erniedrigt und das Steuergitter von V_1 über C_1-R_1 wieder beeinflusst. Durch die kumulative Wirkung dieser Vorgänge wird der Kondensator C außerordentlich schnell entladen. Ist die Entladung beendet, verschwindet die sperrende Gitterspannung an R_1 und der Kondensator C wird wieder über die Laderöhre V_1 aufgeladen.

Zur Gewährleistung eines linearen Spannungsanstieges an dem Kondensator C darf dieser nicht soweit aufgeladen werden, daß die Anodenspannung von V_1 unter den oberen Knick der Anodenspannung-Anodenstrom-Kennlinie dieser Röhre absinkt. In dieser Beziehung ist die Schaltung nach Abb. 2 etwas günstiger, da das Steuergitter der Entladeröhre auf dem Potential des Schirmgitters von V_1 liegt und V_2 stromführend wird, bevor die Anodenspannung von V_1 auf die Spannung an ihrem Schirmgitter absinken kann.

Von der Zeitkonstanten des Koppelungsgliedes C_1-R_1 hängt die Amplitude der Ablenkspannung und die für den Rücklauf benötigte Zeit ab. Der im Augenblick des Beginns der Entladung durch V_2 über das Koppelungsglied C_1-R_1 am Gitter von V_1 erzeugte Spannungsimpuls ist um so kürzer, je kleiner diese Zeitkonstante ist. Wenn der Impuls genügend kurz ist, beginnt die nächste Aufladung des Kondensators C, bevor dieser ganz entladen ist. Auf diese Weise kann man, allerdings auf Kosten der Amplitude der Ablenkspannung, eine sehr kurze Rücklaufzeit erzielen; nimmt man als Entladeröhre eine recht steile Tetrode oder Pentode mit möglichst gro-

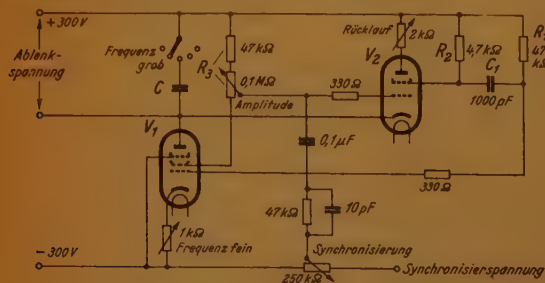


Abb. 3. Die vollständige Schaltung des Kippgenerators

dem Anodenstrom, so hat man es ohne weiteres in der Hand, die Entladung des Kondensators C auf den Teil der Anodenspannung-Anodenstrom-Kennlinie der Entladeröhre zu beschränken, der oberhalb des Kennlinienknicks im Gebiet konstanter Stromstärke liegt. Der Rücklauf ist dann ebenfalls zeitlich linear, was für manche Sonderzwecke ganz erwünscht sein mag.

Schließlich sei noch in Abb. 3 das vollständige Schaltbild eines nach den geschilderten Gesichtspunkten gebauten Kippgenerators gezeigt. Die angegebenen Schaltdaten beziehen sich auf englische MAZDA-Röhren, und zwar für V_1 die Type SP 61 und V_1 die Röhre 807.

Dr. F.

(Umfang der Originalarbeit 5 Seiten.)

Kadmiumsulfid als Fotozelle

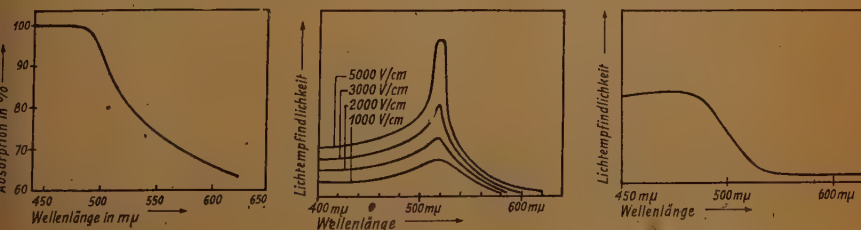
Die Kenntnis der lichtelektrischen Leitfähigkeit des Sulfidphosphore ist fast ebenso alt wie die des fotoelektrischen Effektes überhaupt. In erster Linie wurden die Eigenschaften und Gesetzmäßigkeiten dieser Phosphore von Gudden und Pohl untersucht, die für ihre Versuche natürliche Kadmiumsulfid- und Zinksulfid-Kristalle verwendeten. Besonders Kadmiumsulfid zeigt bei Belichtung eine sehr starke Erhöhung der Leitfähigkeit und weist eine fotoelektrische Wirkung auf, die die aller bisher bekannter Substanzen bei weitem übertrifft. Trotzdem konnte Kadmiumsulfid bis jetzt keine technische Verwendung finden, da es als Greenockit in der Natur nur sehr selten und noch dazu in der Gestalt sehr kleiner und zerbrechlicher Kriställchen vorkommt, die für eine Bearbeitung ungeeignet sind.

In der jüngsten Zeit ist der Bau von Kadmiumsulfid-Zellen durch die Herstellung synthetischer Kadmiumsulfid-Kristalle der Verwirklichung wesentlich näher gebracht wor-

den¹⁾. Diese Kristalle werden durch Einwirkung von Schwefelwasserstoff auf Kadmiumdampf bei hoher Temperatur gezüchtet; es entstehen recht dünne, gelblich-grüne Kristalle mit glatter Oberfläche, deren Ausmaße ungefähr $0,1 \text{ mm} \times 3 \text{ mm} \times 10\text{--}20 \text{ mm}$ sind, und die in ihrem hexagonalen Aufbau dem Wurtzit entsprechen. Auf diesem Wege konnten Kristalle mit einer wirksamen Oberfläche von, etwa 15 cm^2 gewonnen werden. Die Kristalle sind für langwelliges Licht vollkommen durchlässig. Erst bei $600 \text{ m}\mu$ beginnt die Absorption, die bis $510 \text{ m}\mu$ allmählich ansteigt; bei $510 \text{ m}\mu$ macht die Absorptionskurve einen scharfen Knick, für Wellenlängen unterhalb von $510 \text{ m}\mu$ sind die Kristalle gänzlich undurchsichtig und lassen schon bei einer Dicke von nur $0,005 \text{ mm}$ das violette Licht einer Quecksilberhochdrucklampe nicht mehr durch (Abb. 1).

Nach Aufdampfen von Aluminiuelektroden kann ein synthetischer Kristall als Fotozelle verwendet werden. Der Dunkelstrom einer derartigen Zelle ist außerordentlich klein; die durch eine Belichtung verursachte Leitfähigkeit der Zelle in Abhängigkeit von der Wellenlänge des erregenden Lichtes ist für verschiedene Feldstärken zwischen den Kristallelektroden in Abb. 2 aufgetragen. Es lassen sich deutlich zwei verschiedene fotoelektrische Vorgänge voneinander unterscheiden: bei $520 \text{ m}\mu$ hat die spektrale Empfindlichkeitskurve ein hohes und ausgeprägtes Maximum. Da für diese Wellenlänge die Absorption durch den Kristall noch nicht sehr groß ist, muß dieser selektive fotoelektrische Effekt auf Vorgängen innerhalb des ganzen Kristallraumes beruhen. Demgegenüber ist in einem Bereich von $250 \text{ m}\mu$ bis $500 \text{ m}\mu$, also in dem Gebiet vollständiger Absorption, eine nahezu frequenzunabhängige Erhöhung der Leit-

¹⁾ R. Frerichs, Electrical Properties of Incomplete Phosphors, „Research“, Bd. 1, Febr. 1948, H. 5, S. 208



Links: Abb. 1. Spektraler Verlauf der Absorption von Kadmiumsulfid. Mitte: Abb. 2. Spektrale Empfindlichkeitsverteilung synthetischer CdS-Kristalle für verschiedene Feldstärken. Rechts: Abb. 3. Spektrale Empfindlichkeitsverteilung dünner CdS-Schichten

fähigkeit durch Belichtung festzustellen; hier muß es sich also um einen reinen Oberflächenvorgang handeln. Die Verschiedenheit der beiden Vorgänge tritt besonders deutlich bei der Erregung der Zelle mit moduliertem Licht hervor. Während der viel stärkere selektive, räumliche, Fotoeffekt einen Wechselstrom liefert, dessen Amplitude mit zunehmender Modulationsfrequenz infolge der geringer werdenden Eindringtiefe des Lichtes in den Kristall immer mehr abnimmt und nur bis etwa 10000 Hertz meßbare Ströme ergibt, ist der Oberflächeneffekt zwischen 250 mμ und 500 mμ von der Modulationsfrequenz des Lichtes praktisch unabhängig.

Die für Sulfidphosphore charakteristische Tilgung durch rote und ultrarote Strahlen kann auch an Kadmiumpulver-Zellen beobachtet werden. Wird die Zelle durch eine Lichtquelle erregt, die neben sichtbarem Licht auch ultrarote Strahlen emittiert, so bewirken die letzteren eine teilweise Tilgung der durch die sichtbaren Strahlen hervorgerufenen Erregung und somit eine Verringerung der lichtelektrischen Wirkung. Kadmiumpulver-Zellen wird man daher nach Möglichkeit nur mit einem vorgeschalteten ultrarotabsorbierenden Filter benutzen.

Die Empfindlichkeit der Kadmiumpulver-Zelle ist größer als die irgendeiner anderen Fotozelle. Der Dunkelwiderstand von mehreren hundert Megohm eines Kristalles mit einer wirksamen Fläche von 0,2 mm × 10 mm zwischen den Elektroden sank auf etwa 10000 Ohm ab, wenn der Kristall von einer kleinen 10 Watt-Lampe mit gewendelttem Glühfaden über ein Projektionsobjektiv von 10 cm Brennweite beleuchtet wurde. Da die synthetischen Kadmiumpulver-Kristalle hart und nicht hygroskopisch sind und ihre lichtelektrischen Eigenschaften über lange Zeiträume hinweg unverändert beibehalten, stellen sie außerordentlich günstige Fotozellen für stark gebündelte Lichtstrahlen dar. Erwähnt werden muß noch die sehr große Empfindlichkeit der Kadmiumpulver-Zellen für Röntgen-, Gamma- und Elektronenstrahlen, so daß sich hier weitere wichtige Anwendungsmöglichkeiten für das Kadmiumpulver ergeben dürften.

Es soll aber nicht übersehen werden, daß die Gebrauchsfähigkeit der synthetischen Kad-

miumpulver-Kristalle durch deren kleine wirksame Fläche recht beschränkt ist; man ist daher seit einiger Zeit bestrebt, auch dünn Kadmiumpulver-Schichten beliebiger Ausdehnung zu erzeugen, deren fotoelektrischen Eigenschaften denen der Kristalle nicht nachstehen. Der Aufbau solcher Schichten ist jetzt ebenfalls gelungen²⁾; über das Herstellungsverfahren wird allerdings nicht berichtet, es heißt lediglich, daß die Schichten ohne Nachbehandlung, wie Tempern, Anlagern, Schrecken usw., erhalten wurden, die gleichen lichtelektrischen und elektrischen Eigenschaften haben wie die Kristalle und großflächig sind. Die glasig glatten und strukturlosen Schichten haben im Dunkeln einen spezifischen Widerstand von mehr als 10^{10} Ohm · cm und zeichnen sich durch eine enorme Lichtempfindlichkeit aus. Mit einer großflächigen Zelle, die einen Dunkelwiderstand von 10^{11} Ohm hatte, konnte bei Erregung mit Wechsellicht noch eine Lichtleistung von 10^{-10} Watt nachgewiesen werden, die Empfindlichkeit der Zelle betrug 10 mA/Lm; mit einem Verstärker, der den hohen Widerstand der Zelle angepaßt ist, wird voraussichtlich der Nachweis noch kleinerer Lichtleistungen gelingen.

Die spektrale Empfindlichkeitsverteilung der Kadmiumpulver-Schichten geht aus Abb. 1 hervor. Die Empfindlichkeitsverteilung der Schichten stimmt mit der der Kristalle in Abb. 1 recht gut überein; lediglich das selektive Maximum bei 520 mμ tritt als Volumeneffekt bei den Schichten naturgemäß nicht in Erscheinung.

Während der von der Kadmiumpulver-Zelle gelieferte Strom der an den Elektroden der Zelle liegenden Spannung streng proportional ist, ist er nicht eine lineare Funktion der auf die Zelle fallenden Lichtenergie. Die Strom-Lichtstärke-Charakteristik verläuft für kleine Lichtstärken sehr steil, flacht sich aber mit zunehmender Lichtstärke immer mehr ab. Für sehr genaue Messungen werden daher die Zellen am besten mit entsprechenden Filtern oder Blenden als „Nullinstrument“ verwendet.

(Umfang der Originalarbeit zu ¹⁾: 4 Seiten
zu ²⁾: 3 Seiten.)

²⁾ K. Weiß, Über die Absorption, Lichtempfindlichkeit und Leitfähigkeit von CdS-Schichten, Zeitschrift für Naturforschung, Bd. 2a (1947), H. 11/12, S. 650.

Der Kristall-Verstärker

In den „Bell Laboratories“ (U.S.A.) ist der „Transistor“, ein röhrenloser Verstärker, entwickelt worden, in dem die Verstärkerröhren durch Kristalle ersetzt wurden. Das Versuchsmodell ist zweistufig und enthält in jeder Stufe einen Germanium-Kristall; auf jedem Kristall ruhen zwei sehr feine Kontaktspitzen von 0,02 mm Durchmesser und einem gegenseitigen Abstand von nur 0,05 mm. Die eine Kontaktspitze, an die die Eingangsspannung gelegt wird und die dem Steuergitter einer Verstärkerröhre entspricht, hat eine positive Vorspannung von 1 Volt gegen die Kristall-Elektrode, während die zweite Kontaktspitze, an der — entsprechend der Röhrenanode — die Spannung abgenommen wird, mit 40 Volt negativ gegen die Kristall-Elektrode vorgespannt ist. Die verstärkende Wirkung der Germanium-Kristalle soll auf folgende Weise zu erklären sein*): In dem Kristall befinden sich Spuren von Zinn, und diese Fremdatome können die Leitfähigkeit des Germaniums durch Lieferung von überschüssigen Elektronen beeinflussen. Zwischen den inneren und äußeren Elektronenschalen des Germaniumatoms liegt nämlich ein Gebiet, in dem die Feldkräfte keine geschlossene Elektronenbahn zulassen. Befindet sich aber in der Nähe eines Germaniumatoms ein Zinnatom, so werden diese Feldkräfte so durch das benachbarte Zinnatom verändert, daß vier Elektronen der äußeren Schale des Zinnatoms auf die sonst leere Schale des Germaniumatoms übertreten. Diese „entlehnten“ Elektronen in dem Germaniumatom erfordern zu ihrer Freimachung eine gewisse Spannungsdifferenz zwischen dem Germanium-Kristall und der auf dem Kristall ruhenden Kontaktspitze. Durch eine positive Spannung der Kontaktspitze werden die Elektronenbahnen verzerrt und erweitert, so daß die Elektronen schließlich das Atom verlassen können. Umgekehrt drückt eine negative Spannung an der Kontaktspitze die Elektronenbahnen zusammen und verringert die Leitfähigkeit des Kristalls in der Umgebung der Spitze. Um überhaupt zwischen einer negativ vorgespannten Kontaktspitze und dem Germanium-Kristall einen Stromfluß aufrechtzuerhalten, sind daher recht erhebliche Potentialdifferenzen zwischen Spitze und Kristall notwendig, weil zu der Strombildung nur die Elektronen der äußeren Schale des Germaniumatoms beitragen können; durch die negative Vorspannung wird so ein entsprechend

großer wirksamer Widerstand hergestellt. Die Tatsache, daß eine gegen den Germanium-Kristall positive Kontaktspitze die Leitfähigkeit in dem Kristall in unmittelbarer Umgebung der Spitze erhöht, eine negative Spitze aber einen großen Widerstand bewirkt, wird nun dadurch nutzbar gemacht, daß eine schwach positiv und eine stark negativ vorgespannte Kontaktspitze so dicht nebeneinander auf den Kristall gesetzt werden, daß die durch die positive Spitze bewirkte Erhöhung der Leitfähigkeit bis zu dem Auflagepunkt der negativen Kontaktspitze reicht; legt man an die positive Kontaktspitze, an das „Gitter“, eine kleine Steuerspannung, so schwankt die Leitfähigkeit des Kristalls in der Nähe des Kontaktes im Takte der Steuerspannung, und zwischen Kontaktspitze und Kristall fließt ein entsprechender Wechselstrom. Da die negativ vorgespannte Kontaktspitze, die „Anode“, sehr dicht am „Gitter“ liegt, reicht die durch das „Gitter“ herbeigeführte Veränderung der Leitfähigkeit in dem Germanium-Kristall bis zu der „Anode“ und moduliert den „Anodenstrom“ zwischen Kristall und Kontaktspitze. Offensichtlich muß bei dieser Steuerung der „Gitterwechselstrom“ von der gleichen Größenordnung oder sogar größer sein als der „Anodenwechselstrom“. Trotzdem erhält man eine leistungsmäßige Verstärkung, weil die Anodenwechselspannung infolge des sehr viel höheren Anodenwiderstandes erheblich größer als die Gitterwechselspannung ist. Als Beispiel wird angegeben, daß für eine Anodenstromänderung von 1,4 mA zwar eine Gitterstromänderung von 4 mA notwendig war, die Widerstandsverhältnisse aber so lagen, daß eine Gitterwechselspannung von 0,3 Volt eine Anodenwechselspannung von 1,5 Volt erzeugte. Jedenfalls soll man so in einem Germanium-Kristall ein Signal von 3 mW auf etwa 60 mW verstärken können. Die Leistungsfähigkeit des Kristall-Verstärkers hängt in erster Linie von den beiden folgenden Faktoren ab: Gitter- und Anodenkontakt müssen so dicht, wie es der Querschnitt zwischen den Kontakten nur erlaubt, nebeneinander auf den Kristall gelegt werden, damit die Steuerwirkung des „Gitters“ an der „Anode“ möglichst voll zur Geltung kommt. Ferner muß der Anodenkreis des Germanium-Kristalles in der ersten Stufe mit dem Gitterkreis des Kristalles in der zweiten Verstärkerstufe über einen Transformator gekoppelt werden, der eine Anpassung der Anodenimpedanz an die niedrigere Gitterimpedanz der folgenden Stufe bewirkt.

*) W. Wells, Audio Engineering, Juli 1948, Seite 6.

Einige Messungen von Dielektrizitätskonstante und Verlustwinkel verlustarmer Dielektrika bei 25 000 MHz.¹⁾

Mittels einer Hohlleiter-Resonator-Methode wurden von R. P. Penrose im Clarendon-Laboratorium in Oxford von 15 verschiedenen organischen und anorganischen Dielektrika ϵ und $\text{tg } \delta$ bei einer Frequenz von 25 000 MHz ermittelt und auf einer Diskusstionstagung über Dielektrika, die die Faraday Society unter Vorsitz ihres Präsidenten Prof. Dr. W. E. Garner in der Universität von Bristol veranstaltete, erstmalig einer weiteren Öffentlichkeit (ursprünglich bereits im Dezember 1944 in einem Admiralitätsbericht niedergelegt) bekanntgegeben. Es wurden folgende Werte mitgeteilt:

	ϵ	$\text{tg } \delta$
Polystyrol (Distrene) der Fa. BX Plastics Ltd.	$2,55 \pm 0,02$	0,0008
Polystyrol (Transpex 2) der Fa. I.C.I. Plastics Ltd.	$2,54 \pm 0,02$	0,0007

¹⁾ Sonderheft "Ageneral Discussion on Dielectrics" der Transact. Faraday Soc. Vol. XLII A page 108, 1946.

	ϵ	$\text{tg } \delta$
Methylmethacrylat (Perspex) der Fa. I.C.I. Plastics Ltd.	$2,65 \pm 0,02$	0,012
Hartgummi der Britannia Rubber Co. Ltd.	$2,73 \pm 0,02$	$0,0038 \pm 0,0003$
Verlustarmes Glas der Fa. Corning ("707")	$4,00 \pm 0,05$	$0,0024 \pm 0,0003$
Hartglas (C8) der B.T.H.	$4,55 \pm 0,05$	0,006
Bleiglas (L1) der G.E.C.	6,8	0,009
Mikroskopisches Deckglas unbek. Herkunft	6,8	0,018
Kodialglas der Plowden and Thompson Ltd.	$4,85 \pm 0,05$	$0,0085 \pm 0,0005$
Quarz der Thermal Syndikate	$3,85 \pm 0,04$	0,0001
Paraffinwachs der Anglo-American Oil Co.	$2,26 \pm 0,02$	0,0001
Polyvinyl-Schaumharz (Plastazote 2) der Expanded Rubber Co. Ltd.	$1,16 \pm 0,02$	$0,0031 \pm 0,0003$
Frequentite der Steatite and Porcelain Ltd.	$5,95 \pm 0,05$	$0,0034 \pm 0,0002$
Frequentite „R“ der Steatite and Porcelain Ltd.	$6,00 \pm 0,05$	$0,0034 \pm 0,0002$
Tempradex der Steatite and Porcelain Ltd.	$15,1 \pm 0,2$	0,0002

W. M. H. Schulze



MESSGERÄTE

RUNDFUNKEMPFÄNGER · EINZELTEILE

Meßsender · Prüfsender
Schwebungssummer
Pegelmeßgestelle
Senderüberwachungsgestelle
Röhrenprüfgeräte
Präzisions-Weathstone-Brücken
Thomson-Brücken
Präzisions-Kurbelwiderstände

Potentiometerdekaden und
Widerstandssätze
Präzisionsschalter
1—3-stufig bis 32 Kontakte
Kombinationsteiftschalter
Wellenschalter
Superspulenätze
Super-Empfänger

Werk Tübingen, Blaue Brücke 14

Werk Stuttgart - Möhringen, Stuttgarter Straße 117

Werk Berlin - Wilmersdorf, Waghäuseler Straße 12



Inhaltsverzeichnis FUNK UND TON

Bd. 2 (1948), Nr. 11, Seiten 549...605

r.-Ing. J. Sommer: Diagramme zur Berechnung von Ausgangsüberträgern.	
DK 621.314.21:012.017.2.029.4.	549
ipl.-Ing. A. Weis: HF-Magnetkerne aus Ferriten.	
DK 621.318.22:538.221:621.318.323.2:549.73:538.314	564
ipl.-Ing. A. Lennartz: Die Eigenschaften von ZF-Verstärker-Netzwerken.	
DK 621.396.647.2:621.392	579
bering, K. Martin: Die Berechnung von Dämpfungsgliedern.	
DK 621.392.53.001.2	591

Referate

raunsche Röhre als Konversations-Gerät.	
DK 621.385.832	596
quenzkonstanter LC-Oszillator. *)	
DK 621.396.615.029.63/4	597

Einfache Kipperschaltung für hohe Frequenzen. *)	
DK 621.319.55	599
Kadmiumsulfid als Fotozelle. *)	
DK 621.383.2:546.48	601
Der Kristall-Verstärker.	
DK 621.396.64:537.311.33	603
Einige Messungen von Dielektrizitätskonstante und Verlustwinkel verlustarmer Dielektrika bei 25 000 MHz.	
DK 537.226.1/3:66.017:621.317:538.563.3	604

Von den mit einem *) versehenen Referaten können Fotokopien der Originalarbeiten gegen Voreinsendung des Betrages in Briefmarken von DM 2,— für die Seite sowie des Einschreibepontos zur Verfügung gestellt werden.

Zeichnungen nach Angaben der

Verfasser vom FUNK UND TON Labor:

Römhild	11
Sommermeier	22
Tresler	7

FUNK UND TON erscheint mit Genehmigung der französischen Militärregierung. Monatlich 1 Heft. Verlag: VERLAG FÜR RADIO-FOTO-KINOTECHNIK GMBH, Berlin-Sorsigwalde. Herausgeber und verantwortlich für den Inhalt: Professor Dr. Gustav Leithäuser. Bezugspreis vierteljährlich 9,— DM. Bei Postbezug 9,15 DM (einschl. 15 Pf. Postgebühren) zuzüglich 12 Pf. Bestellgeld. Die Abonnementsgebühren werden innerhalb Groß-Berlins durch Filialboten monatlich kassiert. Bestellungen beim Verlag sowie bei den Postämtern aller Zonen. Der Nachdruck einzelner Beiträge ist nur mit Genehmigung des Verlages gestattet. Druck: Druckhaus Tempelhof, Berlin.



FUNKTECHNISCHE WERKSTÄTTEN UND GERÄTEBAU

FRANZ-MARIA HEIDECKER

BERLIN-SPANDAU · REICHSSTRASSE · FW-HAUS

Liefert prompt und in anerkannter Präzision:

Röhrenvoltmeter, Meßbereich: 0,05—100 V $\overline{\infty}$ 30—20 000 Hz

Tongeneratoren mit eingebautem Röhrenvoltmeter, Nullpunkt-Anzeiger — Frequenzbereich 20—20 000 Hz

Meßbrücken mit magisch. Auge, Meßbereiche: 1 pF—11 uF/0,1 Ohm—11 M/Ohm

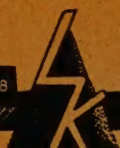
Ein- u. Zweistrahl-Oszillographen, mit und ohne Kippgerät und Verstärker

Klirrfaktor-Meßbrücken nach Heinrich-Hertz-Institut . Aussteuerungsanzeigergeräte nach Prof. Leithäuser und Marquardt . Sowie

Lichtmarken-Instrumente mit Verstärker . Röhrenmeßgeräte

Komplette Meßplätze für Laboratorien und Industrie

GEGR. 1918



ELEKTRO- U. RUNDfunk- GROSSHANDLUNG

LEHNER & KÜCHENMEISTER

HAMBURG • STUTTGART • ESSLINGEN A.N.



HAUPTNIEDERLASSUNG: ESSLINGEN A.N., LENAUSTAFFEL 1 • RUF: 17354

Seit 1926



Ihr Lieferant für

RADIO-, ELEKTROMATERIAL
UND BELEUCHTUNGSKÖRPER

ULRICH & BRICKENSTEIN

MITGLIED ERM

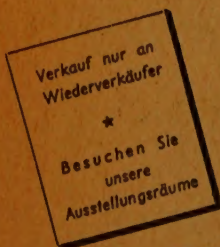
Berlin W 8

Mauerstr. 83-84

Telefon: 421484

ANKAUF
VERKAUF

FORDERN SIE UNSERE LISTE



Kondensator-

MIKROFON CM 10

mit kugelförmiger Richtcharakteristik

Frequenzbereich: 30 - 15000 Hz

Röhrenbestückung: RV 12 P 2000

„Ultraschall“- Claus Krieger KG

Gerätebau für Elektroakustik und Schallaufzeichnung
Dresden A 20 Tiergartenstraße 82b



Ein Pionier des Radiofachs seit 1923

Radio-Elektro-Musikwaren • Beleuchtungs-
körper • Elektrogeräte • Bastlermaterial

Eigene Reparatur- und Versandabteilung

Fordern Sie unsere Preisliste

Berlin NO 55, Prenzlauer Allee 230-31. Fernruf 441586